

Title	微小重力環境における流体制御技術に関する研究
Author(s)	今井, 良二
Citation	大阪大学, 1995, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3110131
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

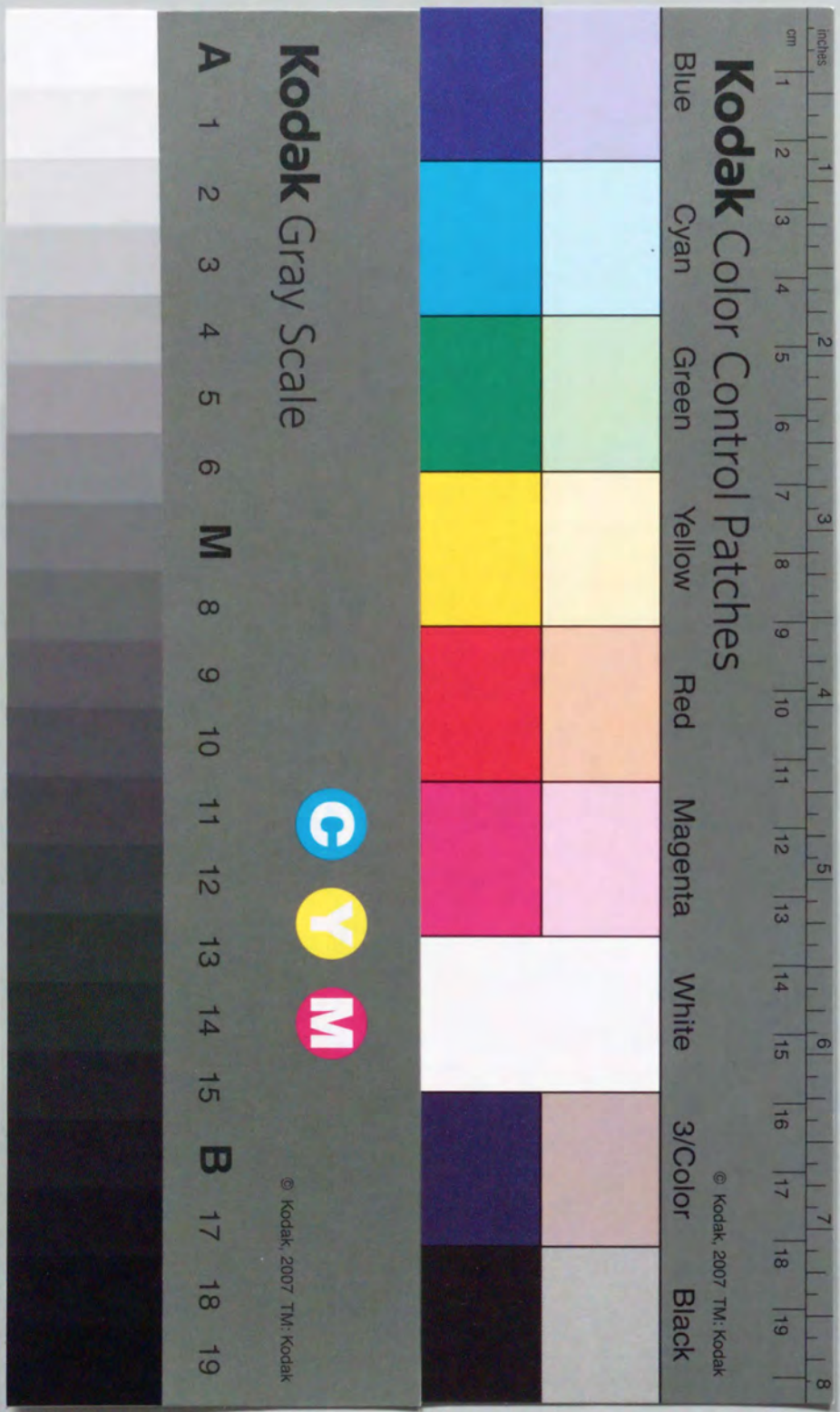
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

微小重力環境における流体制御技術に関する研究

1995年12月

今井良二



①

目次

微小重力環境における流体制御技術に関する研究

1995年12月

今井良二

目次

記号	iv
1. 序論	1
1. 1 はじめに	1
1. 2 微小重力環境下での流体挙動	2
1. 3 微小重力環境下での流体制御技術	7
1. 4 既存の流体制御技術における問題点	11
1. 5 本研究の目的	11
1. 6 微小重力環境の生成方法	12
2. ベーン型表面張力タンクにおける液体位置の制御	18
2. 1 緒言	18
2. 2 ベーン型表面張力タンクの作動原理	19
2. 3 液体の濡れ性およびベーン形状とタンクの適用加速度の関係	21
2. 3. 1 実験方法	21
2. 3. 2 実験結果	24
2. 3. 3 解析	29
2. 3. 3. 1 解析方法	29
2. 3. 3. 2 解析結果	31
2. 3. 4 実験結果と解析結果の比較	36
2. 4 ベーン枚数および形状がタンク内の流体挙動におよぼす影響	37
2. 4. 1 実験方法	37
2. 4. 2 実験結果	38
2. 4. 3 解析および実験結果との比較	39
2. 5 まとめ	46

3.	ペーン型表面張力タンクへの液充填時の流体挙動	48
3.1	緒言	48
3.2	二次元ペーン型表面張力タンク内の流体挙動	49
3.2.1	実験方法	49
3.2.2	実験結果	51
3.2.3	タンク内流動の数値解析	54
3.3	三次元ペーン型表面張力タンク内の流体挙動	56
3.3.1	実験方法	56
3.3.2	実験結果	56
3.4	考察	60
3.4.1	二次元タンクにおける限界流速	61
3.4.2	三次元タンクにおける限界流速	63
3.5	まとめ	66
4.	静電気力を利用した気泡移送	67
4.1	緒言	67
4.2	誘電泳動力	68
4.3	通常および微小重力環境下での実験	71
4.3.1	実験装置および方法	71
4.3.2	通常重力環境における液体媒質中の液滴挙動	75
4.3.3	微小重力環境下での気泡挙動	77
4.3.3.1	誘電液体(シリコン油)中の気泡挙動	78
4.3.3.2	導電液体(純水)中の気泡挙動	80
4.4	気泡挙動の解析	82
4.4.1	電気泳動力による運動	82
4.4.2	誘電泳動力による運動	84
4.5	解析および実験結果の比較	87
4.5.1	電気泳動力による液滴挙動	87
4.5.2	誘電泳動力による気泡挙動	87
4.6	気泡除去装置の設計	90
4.7	まとめ	93
5.	遠心力を利用した気泡除去	94
5.1	緒言	94

5.2	遠心力利用気泡除去装置	95
5.3	実験方法	96
5.3.1	通常重力環境実験	96
5.3.2	微小重力環境実験	98
5.4	実験結果	99
5.4.1	通常重力環境実験	99
5.4.1.1	供給気泡量が流動状況におよぼす影響	99
5.4.1.2	流量、供試体長さおよび液入口穴径が流動状況におよぼす影響	99
5.4.1.3	流量、液入口穴径および供試体長さとの集合気泡量の関係	103
5.4.1.4	供試体前後の圧力損失	105
5.4.2	微小重力環境実験	106
5.5	供試体内部の流動解析	109
5.5.1	解析結果	109
5.5.2	静圧分布の数値解析解と集合気泡の対応	111
5.5.3	微小重力実験条件における供試体内部の静圧分布	114
5.6	考察	116
5.7	まとめ	119
6.	全体総括	121
付録1	緩和時間について	125
付録2	気泡径の高次項を考慮した誘電泳動力の評価式(4.30)の導出	127
謝辞		129
文献		130

記号

\bar{a}, a	: 加速度
A_i	: 遠心力利用気泡除去装置の液入口の断面積
B_o	: ボンド数 ($= \rho_1 a R^2 / \sigma$)
B_o^*	: アレッジをガス出入口に保持するための臨界ボンド数
B_o^{**}	: B_o^* の最小値
C_D	: 粘性抵抗係数
d_o	: 物体と電極壁の間隔 (図 4-14 参照)
d_i	: 液出入口の直径
d_w	: 物体と平面壁との距離
D	: 電束密度
D_{BS}	: 遠心力利用気泡除去装置の内径
$\vec{E}, E, E(t)$: 電界
E_o	: 直流電場における電場の大きさ
E_z	: $z = r_o$ における電界強さ
f	: 交流の周波数
$f(\theta)$: ベーン形状を表す関数
$f(t)$: 誘電泳動力の表示式中の関数 ((4.5) 式参照)
f_o	: 液出入口におけるベーンとタンク壁間のすきま
f_1	: ガス出入口におけるベーンとタンク壁間のすきま
\vec{F}_a, F_a	: 加速度 a による慣性力
\vec{F}_D, F_D	: 粘性抵抗力
\vec{F}_{DEP}, F_{DEP}	: 誘電泳動力
F_{EP}	: 電気泳動力
\vec{F}_V, F_V	: 浮力
\vec{F}_w	: 物体に作用する非平行平面壁との相互間力
g	: 重力加速度

$g(t)$: 誘電泳動力の表示式中の関数 ((4.9)、(4.10) 式参照)
G	: アレッジの重心
h_e	: 電極の高さ
H	: ベーン型表面張力タンクにおける限界流入流速を表す関数
l_{max}	: ベーン型表面張力タンクにおいて、アレッジを分裂させないためのタンク中心からベーンの先端までの距離の最大値
L_{BS}	: 遠心力利用気泡除去装置の長さ
\vec{K}_w	: 物体と非平行平面壁間の相互間力の表示式に現れるテンソル ((4.33) 式参照)
n	: ベーンの形状を表す関数 ((2.5) 式参照)
\vec{n}	: 物体表面の放線ベクトル
Oh	: オルネソルゲ数 ($= \rho_1 \nu_1^2 / \sigma R$)
p	: 圧力
p_i	: 遠心力利用気泡除去装置の液入口圧力
p^*	: 無次元圧力 ($= (p - p_i) / (1/2 \rho_1 u_i^2)$)
p_g	: アレッジ内のガス圧力
p_l	: 液体内部の圧力
p_{IL}	: ベーン型表面張力タンクにおけるガス出入口側気液界面近傍の液圧力
p_{IT}	: ベーン型表面張力タンクにおける液出入口側気液界面近傍の液圧力
p_o	: 表面張力による静圧
q	: 物体表面の自由電荷量
Q_i	: 液流入流量
r	: r 座標
r^*	: r の無次元値 ($= r / D_{BS}$)
r_L	: ベーン型表面張力タンクにおけるガス出入口側気液界面の曲率半径
\vec{r}_o, r_o	: 液滴および気泡位置
r_T	: ベーン型表面張力タンクにおける液出入口側気液界面の曲率半径
R	: タンクの内径
Re	: レイノルズ数
R_o	: 液滴および気泡の半径
t	: 時間

$u(t)$: 単位ステップ関数
 u_i : 遠心力利用気泡除去装置の液入口流速
 U_{cr} : ベーン型表面張力タンクにおける限界流入流速
 U_i : タンクおよび遠心力利用気泡除去装置における液流入速度
 V : 電極両端電位差
 V_{max} : 電極両端電位差の最大値
 VL : 体積
 VL_{cb} : 遠心力利用気泡除去装置における集合気泡量
 VL_u : アレッジ体積
 (x, y, z) : (x, y, z) 座標
 x^* : x/d_0
 x_{st}^* : 電気泳動力における液滴、気泡運動の定常解
 We : ウェーバー数 $(= \rho_l U_i^2 d / \sigma)$
 z_1, z_2 : 電極の寸法 (図 4-17 参照)
 z^* : z の無次元値 $(= z/D_{bs} \text{ (遠心力利用気泡除去)})$
 Z : ベーン枚数

α : ベーン間の角度 (図 2-15 参照)
 δ : メッシュ型表面張力タンクにおけるメッシュの代表直径
 $\delta(t)$: ディラック関数
 δ_{ins} : 電極表面の絶縁コーティングの厚み
 ϵ_{ins} : 電極表面の絶縁コーティングの比誘電率
 Δh_a : ヘッド差 (図 2-1 参照)
 Δp : 圧力損失
 Δp_s : 静水圧差
 Δp_d : アレッジ駆動圧 $(= \Delta p_s - \Delta p_a)$
 Δp_c : キャピラリ圧
 ϵ : 比誘電率
 ϵ_0 : 真空下の誘電率
 ϵ_w : $= R_0/d_w$
 (ζ, η, ξ) : (ζ, η, ξ) 座標

θ : θ 座標
 θ_0 : 電極の傾き角度
 θ_a : 接触角
 μ : 粘性係数
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 (ρ, θ, ϕ) : (ρ, θ, ϕ) 座標
 σ : 表面張力
 σ_p : 物体表面の電荷密度
 τ : 電荷の緩和時間
 ϕ : ベーン型表面張力タンクにおけるタンクを切る平面の傾斜角 (図 2-15 参照)
 Φ : 電位
 ω : 交流の角周波数
 ω_D : 粘性抵抗力による特性角周波数
 ω_{EP} : 電気泳動力による特性角周波数
 Ω : 旋回流のもつ角運動量

添字

g : ガス
 G : アレッジの重心
 l : 液
 m : 媒質
 o : 物体
 U : アレッジ
 max : 最大
 min : 最小

1. 序論

1.1 はじめに

21世紀に向けて宇宙開発はますます盛んに行われようとしている。地球規模の環境破壊問題に対処するため人工衛星による地球観測が既に行われている。また宇宙空間では微小重力といった特殊な環境が得られるため、これらを利用して材料や医薬品の生成およびライフサイエンス実験を実施する宇宙環境利用がスペースシャトルや人工衛星を用いて行われている。将来的にはエネルギー問題の解決法の一つとして宇宙空間での太陽光および太陽熱発電が計画されている。また月での資源探査や月への人類の移住といった壮大な計画も検討されている。

以上のような宇宙開発を支える基盤技術として、微小重力環境下における流体制御技術が重要な役割を果たしている。たとえば人工衛星や宇宙往還機の燃料タンクでは、微小重力環境下で燃料の位置を制御して燃料のみを推進機に導かなければならない。宇宙機の排熱用液体ループでは外乱を及ぼさない液体の駆動、ライン圧力の調整および混入した気泡の除去が必要となる。材料生成では融液の無接触保持や融液内の気泡除去が材料の質の向上のために重要である。ところが微小重力環境下では通常重力環境下とは異なった流体制御技術が必要となる。それは以下に述べるように、微小重力環境下での流体は通常重力環境下では見られない特有の挙動を示すためである。

通常重力環境下では容器内の液面（気液界面）が重力に対して垂直な平面となる。一方微小重力環境下では表面張力の影響が顕著となり、気液界面が球形になる。また気液界面に作用する重力による復元力が微小となるため、気液界面が不安定になって破碎しやすくなる。さらに加速度の方向が不定のため、液体の位置を制御することができない。気液界面および液体の以上のような挙動は、タンク内の液体を取り扱う際に大きな問題となる。また微小重力環境下において、液体中の物体に作用する浮力は微小となる。すなわち浮力を利用して液中の気泡を除去することはできず、流体の慣性力もしくは重力以外の外力を作用させなければならない。

微小重力環境下での流体制御技術には、表面張力を利用する方法および外力と

して電磁気力、遠心力を作用させる方法等が考案され、一部が実用化されている。特に表面張力を利用した気液分離および液体位置の制御機能を内蔵した表面張力タンクは、古くから実用化されている。しかし表面張力タンクはこれまで主に燃料を推進機に供給するなどの液体排出のみに使用され、軌道上で燃料を補給する際の、液体の充填および排出を繰り返し行う運用には適用できない。また気泡除去装置は現状では開発途上といえ、流動液体中の気泡除去装置として表面張力、遠心力、電磁気力を利用したものが考案されているが、実用化には至っていない。さらに静止液体中の気泡の除去法としてマランゴニ対流、超音波を利用する方法が検討されているが、これらが実機に適用された例は見られない。

本研究では表面張力を利用したタンク内の液体位置の制御と気液界面の安定化技術（ベーン型表面張力タンク）、および静電気力、遠心力による気泡除去技術の確立に向け、表面張力、静電気力および遠心力が支配的な場における流体挙動を把握することを目的とする。2章および3章でベーン型表面張力タンク内部の流体挙動の観察および解析結果について述べる。4章で静止液体中の気泡除去技術として静電気力を利用した気泡移送について、5章では流動液体中の気泡除去技術に関連し、旋回流場中の気泡挙動について述べる。

1.2 微小重力環境下での流体挙動

微小重力環境下での流体挙動には、通常重力環境下では無視できた微小な力の影響が現れる。表面張力がその力の代表的な例である。その他に液体の固体壁に対する濡れ性が流体挙動におよぼす影響も大きい。これらにより微小重力環境下の流体は通常重力環境下では予測の出来ない挙動を示す。本節では微小重力環境下でのタンク内の液体挙動および液中の気泡挙動等について述べる。

微小重力環境下におけるタンク内の液体挙動に関する研究は1960年代から主に米国で実施されてきた^{(1)~(6)}。図1-1はPetraschら⁽³⁾が実施した微小重力環境下での球形タンク内の液体挙動の観察結果を示す。図より気液界面は球状に湾曲し、さらに液体の種類によってその形状が異なることがわかる。彼らによれば気液界面の形状は表面張力の影響により球となり、その曲率半径は液体の固体壁に対する接触角と液量により決まるとしている。また微小重力環境下での気液界面の形状を解析により求める試みがいくつか行われた。古くはRayleighら⁽⁷⁾が気液界面の形状を球形に十分近いとし、これを第一次近似解として逐次解法により微小重力環境下での気液界面形状を求めた。さらに内海ら⁽⁸⁾は仮想仕事の原理により、微小重力環境下における球形タンク内の気液界面の形状を理論的に求めた。彼らの解析によれば、気液界面の形状はボンダ数、接触角および液



図 1-1 球形タンク内の液体挙動⁽³⁾

量で決まるとしている。なおボンド数 Bo は重力と表面張力の比で表される次の無次元数である。

$$Bo = \frac{\rho_l a R^2}{\sigma} \quad (1.1)$$

ここで a : 加速度、 R : タンクの半径 σ : 表面張力
 ρ_l : 液体の密度

図 1-2 に内海の解析⁽⁸⁾ で得られたボンド数 Bo と気液界面の形状の関係を示す。この解析では平面曲座標において気液界面の形状が二価関数となる場合(図でボンド数が小さい場合)でも対応できる。

次にタンクから液を流入出させた場合の液体挙動について述べる。Nussleら⁽⁹⁾ は円筒容器から液を流出させた場合の容器内の液体挙動を観察した。さらに最近ではHungら⁽¹⁰⁾ が数値解析手法であるMAC法を用いて、球形タンクにおける液流出時の液体挙動を求めた。図 1-3 に解析結果の一例を示す。気液界面の中心部分がくぼみ、ガスが流出した際にタンク内部に相当量の液体が残存しているのが分かる。微小重力環境下での流動液体の気液界面形状は、表面張力以外に液体の慣性力の影響を受ける。すなわち液体の流出流量が大きい場合、液体中の流速分布が気液界面の形状におよぼす影響が大きい。図 1-3 の場合、気液界面近傍の流速は中央部で最大となっている。すなわち液体の圧力は気液界面の中央部で最小となり、ガスとの気液界面を介した圧力差はそこで最大である。ヤング・ラプラスの式より気液界面の中央部での曲率半径が最小となり、その結果図 1-3 に示すくぼみ(Suction Dip)が形成される。

タンクに液を流入させた場合の挙動についてはSymonsら⁽¹¹⁾ およびStaskus⁽¹²⁾ が実験を、Dominicらが解析⁽¹³⁾ を実施した。図 1-4 に解析結果の一例⁽¹³⁾ を示す。流入流速が大きいほど中心部の気液界面の盛り上がりが大きくなり、不安定になっている。彼らは気液界面が不安定になる臨界流速をウェーバー数 We で表した。ウェーバー数 We は液体の慣性力と表面張力の比で与えられる無次元数で(1.2)式で定義される。

$$We = \frac{\rho U_i R^2}{\sigma} \quad (1.2)$$

ここで U_i : 液体の流入口における流入速度

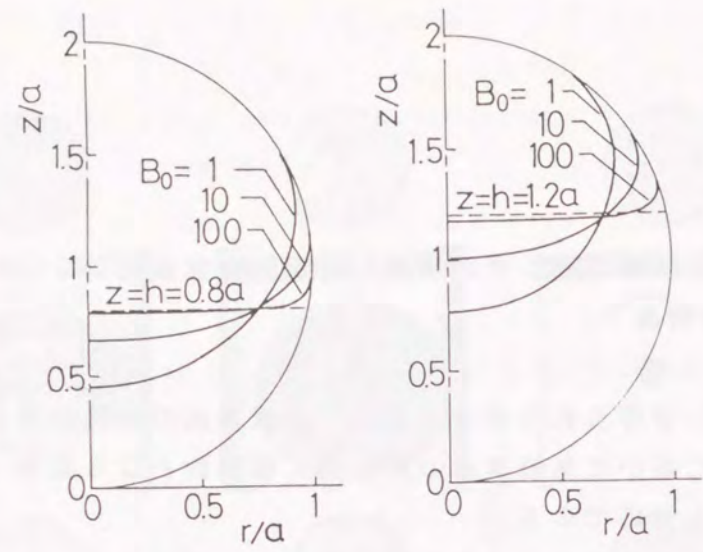
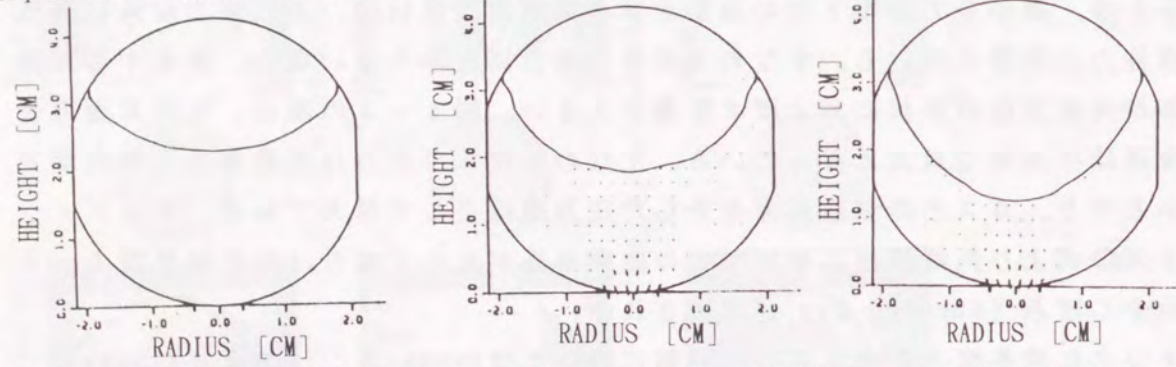


図 1-2 球形タンク内の液体挙動⁽⁸⁾

A. Liquid Filled=70.00% t=0.000s B. Liquid Filled=61.18% t=0.090s C. Liquid Filled=53.68% t=0.170s



D. Liquid Filled=49.93% t=0.210s E. Liquid Filled=43.43% t=0.280s F. Liquid Filled=33.60% t=0.527s

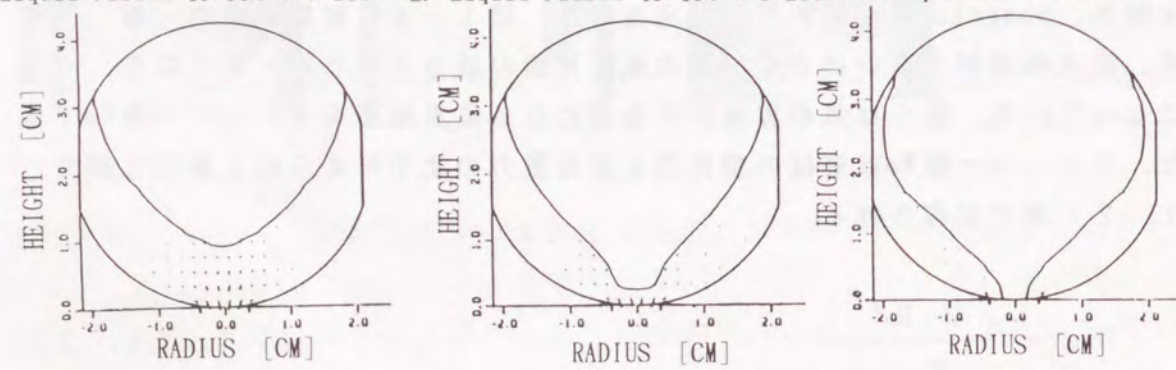


図 1-3 液流出時の液体挙動⁽¹⁰⁾

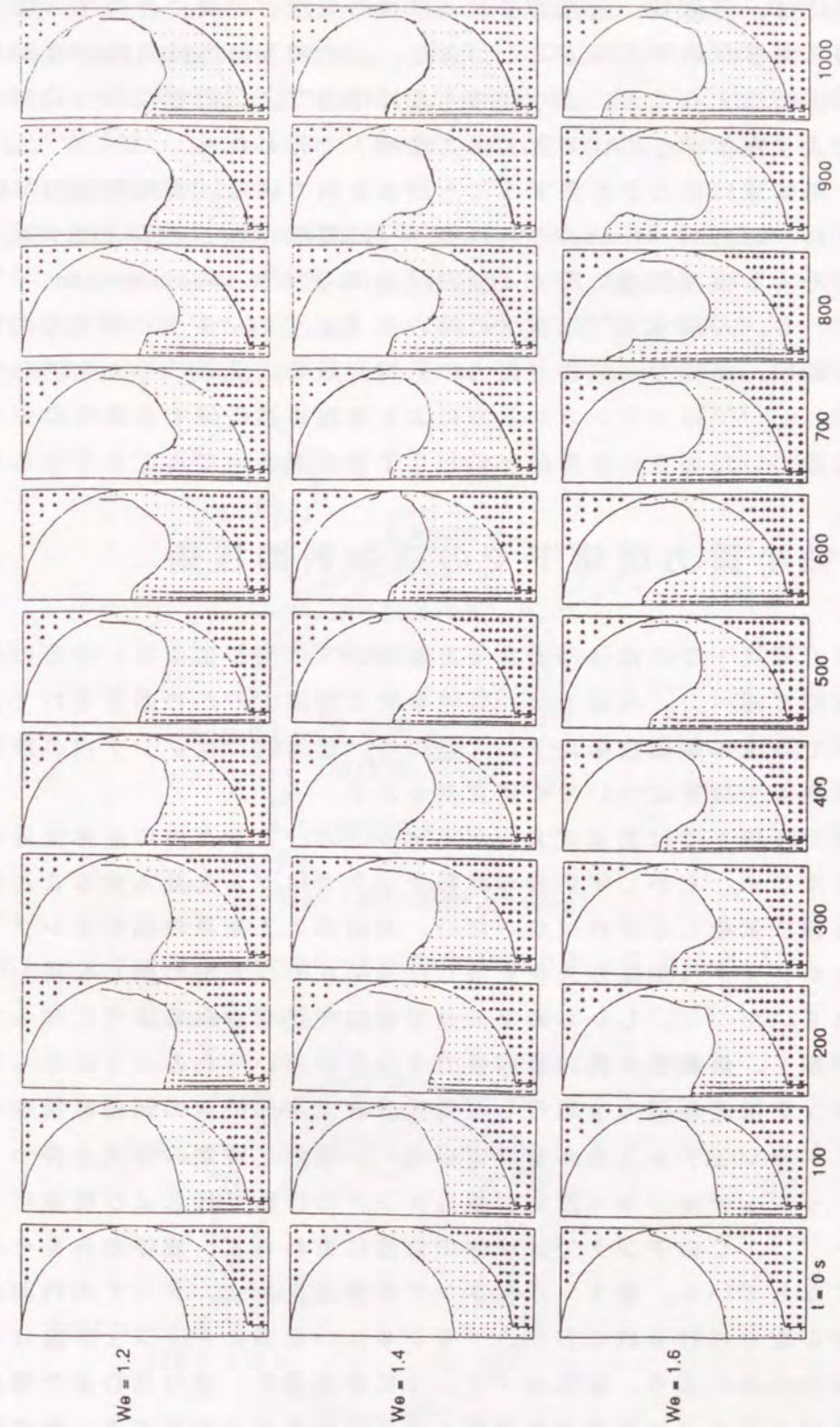


図 1-4 球形タンク内の液体挙動⁽¹³⁾

そしてウエーバー数Weが18.4を超えた場合、気液界面が不安定になるとしている。

微小重力環境下の液中の気泡も通常重力環境下と異なった挙動を示す。つまり微小重力環境下では浮力が微小となるため、気泡は液中で滞留する。気泡が移動する場合には、固体壁、気液界面および他の気泡との間に作用する流体力学的な相互間力の影響が顕著になることがある。この相互間力は気泡が移動した際に周りの液体を排除することにより作用する流体力で、この相互間力に関する検討は熊谷らにより剛体球を用いて通常重力環境下で行われた。^{(14)~(16)} 彼らの実験では、剛体球に排力が作用することが示されている。また理論的な検討は数多く実施され、Happel-Brennerの教科書⁽¹⁷⁾に整理されている。微小重力環境下の気泡に作用する相互間力に関する検討は石川ら⁽¹⁸⁾、Subramanian⁽¹⁹⁾により実施されている。石川ら⁽¹⁸⁾は重力の揺らぎ(g-ジッター)の下での気泡挙動を観察した結果、流体力学的相互間力の影響が顕著に現れることを示した。さらにSubramanian⁽¹⁹⁾はマランゴニ対流による気泡移送に関する解析の中で、気泡が固体壁に近づいた場合に固体壁との相互干渉が大きくなることを示した。

1.3 微小重力環境下での流体制御技術

微小重力環境下での流体は通常重力環境下で予測が出来ない特有の挙動を示すことを前節で述べた。本節では、この事実に対応するため開発されてきた微小重力環境下での流体制御技術について述べる。具体的にはタンク内の流体制御技術および気泡除去技術についての研究例を示す。

微小重力環境下では加速度方向が不定のため、タンク内の液体位置を制御することは出来ない。しかし宇宙機の燃料タンクではガスを混入することなく、液のみを推進機に供給しなければならない。初期の人工衛星の燃料タンクでは、ダイアフラムやブラダ(加圧ガスを充填した風船状のゴム製の膜)を用いて気液分離が行われていた⁽²⁰⁾。しかし衛星の長寿命化が要求されるようになってからは、可動部が無く、信頼性の高い表面張力タンクが用いられるようになってきた。表面張力タンクは表面張力を利用した気液分離や液体位置の制御機構を内蔵したタンクで、メッシュチャンネル型およびベーン型の二種類の形式を持つ⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。

まずメッシュチャンネル型表面張力タンクの作動原理および特徴について述べる^{(20)~(26)}。このタンクでは液体の位置に拘わらず、液体のみをその出口に導く原理になっている。図1-5にタンクの構造を示す。タンクの内面に数本のチャンネルが取り付けられており、チャンネルの底部にメッシュが設けられている。表面張力の作用により、液体はメッシュに捕捉され、液の出口まで導かれる。このタンクは±3g(gは重力加速度)の加速度条件で適用でき、加速度の適用範

囲が広い特長を持つ。しかし流出流量に関し、制限値が存在する。つまり液体の流出流量が大きくなると、メッシュを通過する際の圧力損失が増加するため、液体の静圧が低下し、ガスとの静圧差($p_i - p_g$)が大きくなる。この静圧差が表面張力による静圧 $p_{\sigma} = \sigma / \delta$ (δ :メッシュの代表直径)を上回った場合にガスがメッシュを通り抜けて液に流入する。これがこの型式のタンクの適用限界となる。またこのタンクは液の排出には適するが液の充填、排出およびその繰り返しには適さない。さらにメッシュチャンネルの重量が大きい、液の充填のメカニズムが複雑といった問題点を持つ。

次にベーン型表面張力タンクの作動原理および特徴を述べる^{(20)(21)(23)(25)(27)~(29)}。このタンクでは加速度の向きに拘わらず、液体およびガスをその出入口に保持する原理になっている。図1-6にベーン型表面張力タンクの構造を示す。タンク内部に液の出口に向け、タンク内壁とのすき間を狭くする形状のベ

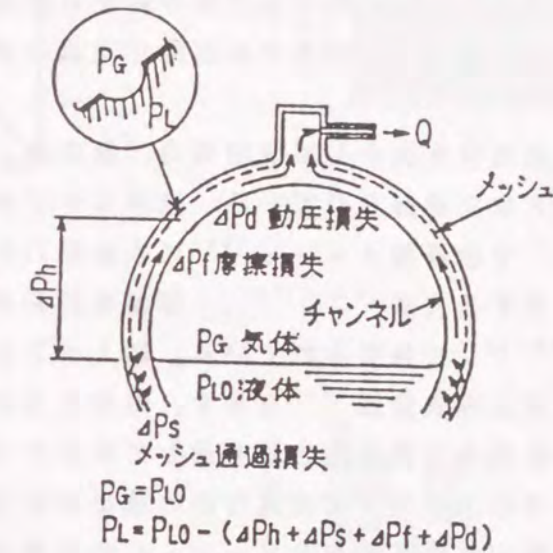


図1-5 メッシュチャンネル型表面張力タンクの構造⁽²⁰⁾

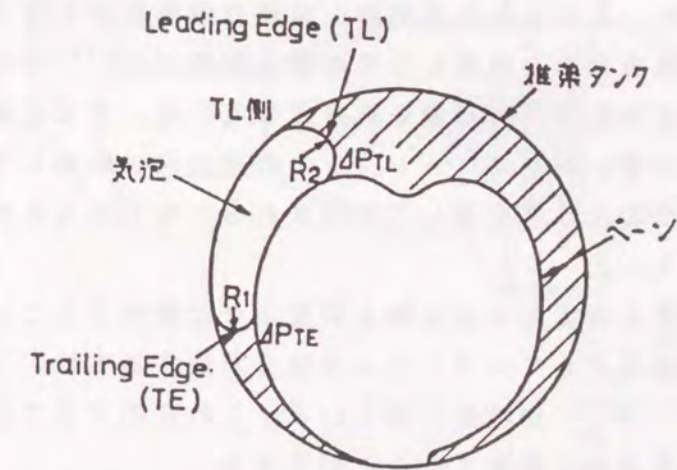


図1-6 ベーン型表面張力タンクの構造⁽²⁰⁾

ーンが数枚設けられている。これによりペーンとタンク内壁に内接するアレッジ（タンク内の液が入っていないガスの部分）の気液界面の曲率半径に差が生じ、毛管力の差による駆動力がアレッジに作用する。このタンクはメッシュチャンネル型に比べて構造が単純で軽量である利点を持つ。しかし適用可能な加速度の範囲が狭く、 $10^{-4}g$ 以下に限定される。またこのタンクは人工衛星の燃料タンク等で、専ら液体を外部に供給する場合に使用されてきたため、液体の充填に関しては落下塔を用いた基礎的な実験が行われた⁽³⁰⁾が、実用化には至っていない。

次に微小重力環境下での気泡除去技術について述べる。

液体中に混入したり化学反応で発生した気泡は種々の誤作動の原因となる。排熱用液体ループに混入した気泡はポンプや熱交換器の性能を低下させ、配管系の圧力損失を上昇させる。材料生成では材料を加熱して熔融させた後に、微小重力環境下で再凝固させるプロセスがとられるが、熔融時に気泡が混入する例が見られる⁽³¹⁾⁽³²⁾。このような気泡は材料中の欠陥や転位の原因となる。さらに電気分解や電気泳動装置では、電極から発生する気泡が電流の低下⁽³³⁾等の原因となっている。

微小重力環境下での気泡除去法として表面張力、超音波、電磁気力およびマランゴニ対流を利用する方法が検討されている。液体ループのような流動液体中の気泡除去法として膜⁽³⁴⁾や金属製メッシュ⁽³⁵⁾に表面張力の作用で気泡を捕捉する方法、電磁気力を利用する方法^{(36)~(39)}、容器を回転させることにより遠心力を発生させる方法⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾が検討されている。図1-7に藤原らが開発した金属製メッシュを用いた気泡除去装置⁽³⁵⁾を示す。気泡を表面張力の作用でメッシュに捕獲させ、集合した気泡を撥水性の膜を通して除去する構造になっている。撥水性の膜を用いているのは宇宙では貴重な液の流出を防ぐためである。気泡に作用する流体力が表面張力による気泡のメッシュへの保持力を上回る場合に気泡は下流に流出する。これは気泡が集合して液体の流路を閉塞しメッシュ間差圧が大きくなる場合に見られ、この現象が気泡除去装置の適用限界を与える。図1-8に奥沢らが開発した電磁気力を利用した気泡除去装置⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾を示す。液体に電流を流し、電流に直交する方向に磁場を作用させている。すると液体にローレンツ力が作用し、密度の低い気泡はローレンツ力の逆方向に移動して集合する。こうして集合した気泡は撥水性膜を通して排除される。もちろんこの装置は導電性液体にしか適用できない。

材料の融液のような静止液体中の気泡除去装置は今だ開発されていない。しかし静止液中の気泡の駆動法としてマランゴニ対流を利用する方法^{(42)~(47)}、超音波を利用する方法^{(48)~(51)}が検討されている。これらの方法では気泡を外乱をおよぼすことなく、無接触で駆動することができる。

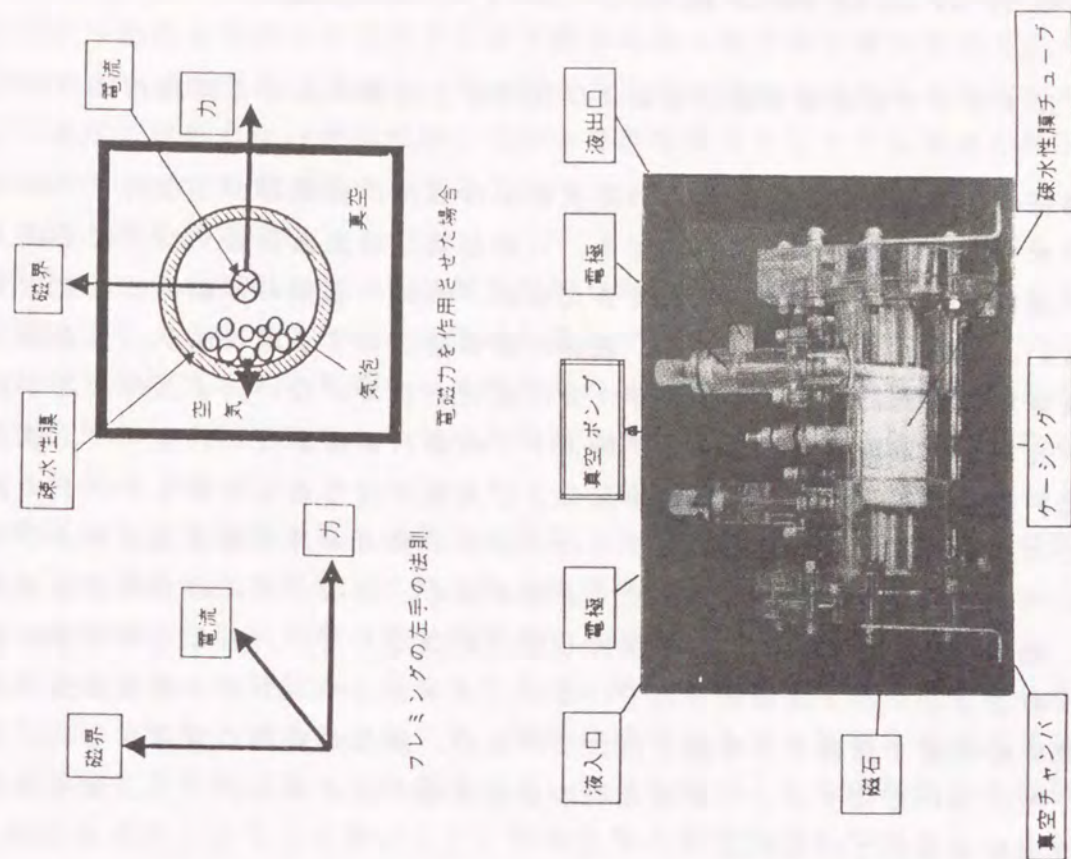


図1-8 電磁気力を利用した気泡除去装置⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾

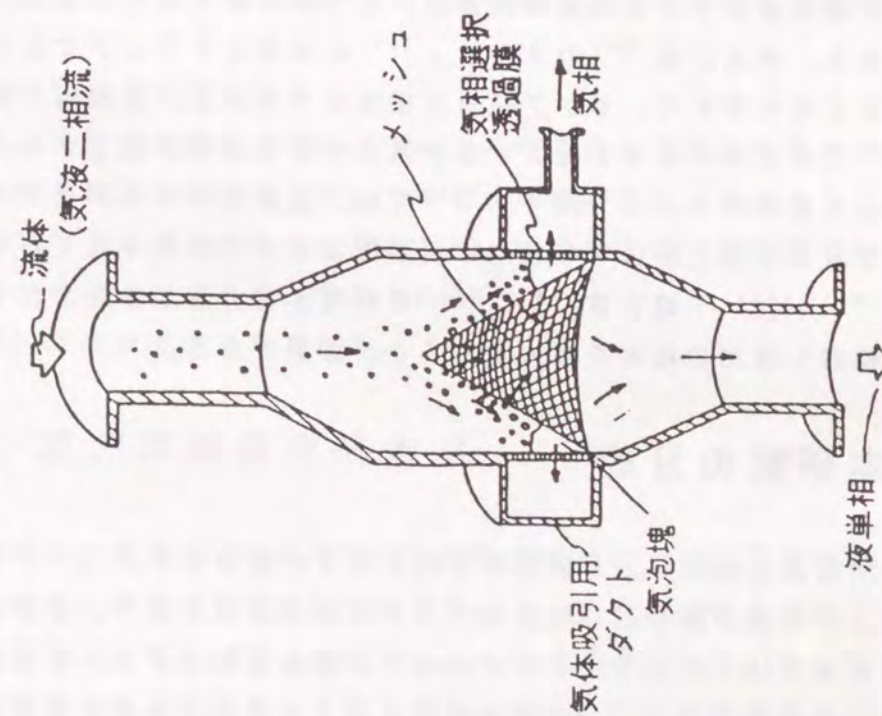


図1-7 電磁気力を利用した気泡除去装置⁽³⁵⁾

1.4 既存の流体制御技術における問題点

本節ではタンクでの流体制御技術および気泡除去技術における問題点について述べる。

宇宙開発の活発化に伴い、使用される液体が冷媒用の極低温ヘリウム⁽⁵¹⁾から飲料用の水まで多岐にわたるようになる。しかし既存の表面張力タンクは主に人工衛星の燃料タンクとして用いられてきたため、液体の種類の多様化には対応できていない。これを示す事実として、液体の固体壁に対する濡れ性が、表面張力による流体制御機構におよぼす影響が十分に検討されていない。また将来は宇宙ステーションや軌道間往還機において軌道上での燃料補給が行われる⁽⁵²⁾。軌道上での燃料補給を行うために、液の排出および充填が繰り返し可能なタンクの開発が待たれている。このようなタンクでは、排出の際のガスの巻き込みおよび充填の際のベント口からの液の流出を防ぐ必要がある。そのためには気液界面を安定化し、液体位置を常に液出入口に保持しなければならない。ところが現在のところ、このようなタンクは開発されていない。メッシュチャンネル型表面張力タンクは液体の位置を制御する機能を持たないため、液体の充填には適さない。またベーン型についてはタンクへの液充填の基礎実験が行われたが⁽³⁰⁾、液充填用としては実用化されていない。

次に気泡除去技術に関する問題点について述べる。

1.1節で述べたように気泡除去技術は開発途上にあるのが現状である。前述したように流動液体中の気泡除去装置はいくつか考案されているが、それぞれに問題点がある。例えば膜⁽³⁴⁾やメッシュ⁽³⁵⁾に気泡をトラップする方法では圧力損失が大きくなりやすく、ポンプ動力の増大につながる。電磁気力利用の方法^{(36)~(39)}では液体の流速が増大すると気泡の除去効率が低下する。容器を回転させて遠心力を作用させる方法^{(40)~(41)}では、加速度の外乱が発生する。また材料生成等で必要な静止液体中の気泡除去装置は未だに開発されていない。マランゴニ対流^{(42)~(47)}、超音波^{(48)~(50)}を利用する方法が検討されているが、他の方法も検討し適用の範囲を拡大することが重要である。

1.5 本研究の目的

以上の問題点に対応し、本研究の目的を以下に設定する。

排出および充填が繰り返し可能なタンクの開発が待たれていることを前節で述べた。本研究ではこのようなタンクにベーン型表面張力タンクを適用することを検討する。その理由はベーンには表面張力により液体の位置を液出入口に保持す

る作用があるが、液体の流速が低い範囲では慣性力が低く、この作用が顕著となることが期待できるためである。まず液体の流入出が無い場において、ベーンによるアレージの駆動作用について検討する。なお液体の種類の多様化に対応し、(1)液体の固体壁への濡れ性が、ベーン型表面張力タンクの加速度に関する適用条件におよぼす影響を明確にすること

を目的とする。さらに

(2)ベーン型表面張力タンクに液を充填した際の液体挙動を把握すること
を目的とし、このタンクが液充填にも適用できることを確認する。

なお(2)で液充填時の挙動のみ検討するのは、元来ベーン型表面張力タンクは液体供給用として実用化されており、問題点はほぼ解決されていると見なされるからである。

本研究では気泡除去技術に関する検討も実施する。まず静止流体中の気泡除去法として静電気力を利用した気泡除去装置の開発を目指し、

(3)静電場中の単独気泡の挙動を把握すること

を目的とする。静電気力による本技術は、気泡を無接触で加速度の外乱をおよぼすことなく移動させることができ、電場は瞬時に形成されるためにマランゴニ対流を利用する方法に比べて制御性がよい利点を持つ。また静電気力を利用した本技術の研究例がほとんど無いこと、流体力学と静電気力学が結合した比較的新しい学問分野である電気流体力学を本技術では取り扱うことも本研究の目的として設定した理由である。

さらに流動液体中の気泡除去技術として旋回流による気泡除去装置の開発を目指し、

(4)旋回流中の気泡挙動を把握すること

を目的とする。旋回流を発生させれば遠心力の作用により気泡を集合させることが出来る。しかも容器を回転させないため加速度の外乱をおよぼすことがない。また微小重力環境では浮力が微小になるため、低流量で弱い旋回流でも気泡を効率よく集合させることが出来ると考えられる。

以上の4項目が本研究の目的である。

1.6 微小重力環境の生成方法

微小重力環境は、地球重力のみを受けた慣性運動を行っている物体内、もしくは地球の引力圏外に位置する物体内で実現される。前者に述べた物体の運動の例として、自由落下、放物運動および地球まわりの円運動がある。自由落下を利用した微小重力環境の生成手段として落下塔および落下坑、放物運動を利用したも

のとして航空機およびロケット、さらに地球まわりの円運動を利用したものにスペースシャトル、回収カプセル（ロケットで実験カプセルを低軌道に乗せ、実験終了後回収する）、宇宙ステーション、フリーフライヤー（大型の人工衛星に実験機器を搭載したもの）がある。それぞれの手段で得られる微小重力レベルと達成時間の関係を図1-9に示す⁽⁶¹⁾。図に示すように、各手段により微小重力のレベルと達成時間には差がある。以下にそれぞれの手段と特徴を示す。

地球まわりの円運動を利用した方法では長時間の微小重力環境が得られる。しかし各手段により微小重力環境のレベルに差が生じる。すなわちスペースシャトルや宇宙ステーションは有人ミッションのため、搭乗者の動作の影響を受け、微小重力レベルが 10^{-3} から 10^{-4} gレベルとなる。一方回収カプセルやフリーフライヤーは無人工ミッションのため、ほぼ完全な無重力環境が得られる。しかしこれらの手段は利用費用が高く、実験の準備に必要な期間が3年から10年⁽⁶²⁾となる。

放物運動を利用した方法では、20秒から数十分程度の微小重力環境が得られる。しかしロケットでは大気抵抗、航空機にはこれに加えてエンジンの振動等の影響で、微小重力のレベルが 10^{-4} から 10^{-2} gとなる。航空機を利用する方法は利用費用が安く、準備期間が1月から半年で短いため、盛んに利用されている。

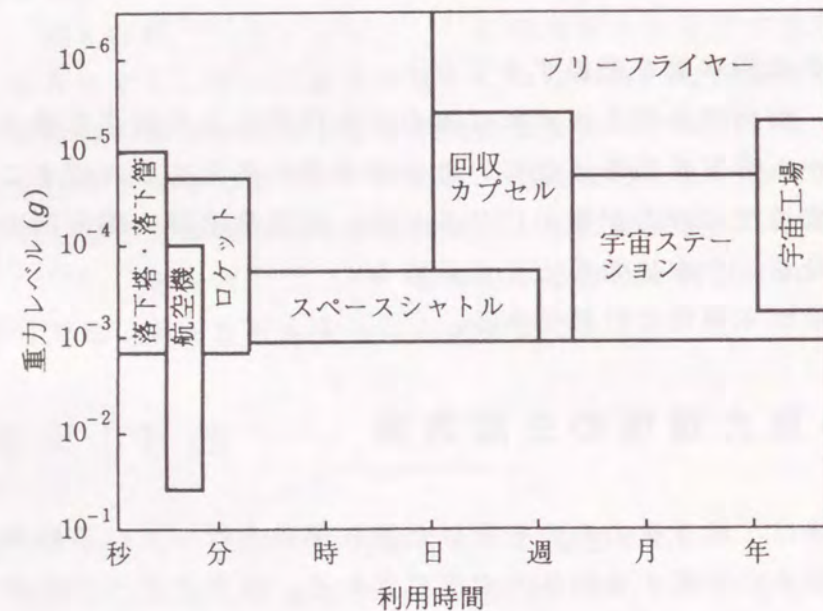


図1-9 微小重力実験手段における利用時間と重力レベルの関係

自由落下を利用する方法は、最も手軽に微小重力環境を得る手段である。具体的に述べると、この方法では実験装置を搭載した無人のカプセルを自由落下させ、その間にカプセル内で得られる微小重力環境を利用している。表1-1に国内外に現存する主な落下塔施設の性能を示す⁽⁶¹⁾。自由落下を利用する方法では落下カプセルに作用する空気抵抗力が重力レベルを上昇させるため、表1-1の設備では抵抗力を低減する機構（抗力補償機構）が組み込まれている。抗力補償機構には、落下カプセルを真空中に落下させる方法と、実験装置を搭載したカプセル（内カプセル）の外部にさらにカプセル（外カプセル）を設け、内部および外部カプセル間を真空中に保持する方法（二重カプセル方式）がある。抗力補償機構により、得られる微小重力レベルは航空機に比べて低く、 10^{-6} から 10^{-4} gとなっている。ところが自由落下距離を長くする設備を建設するのは困難で、現在のところ地下無重力実験センター（略称JAMIC）の自由落下距離490m、微小重力時間10sが世界最大となっている。

表1-1 落下塔性能

項目	国内		国外			
	北海道 上砂川	岐阜県 土岐	アメリカ ハンツビル	アメリカ クリーブランド	アメリカ バサデナ	ドイツ プレーメン
所在地	北海道 上砂川	岐阜県 土岐	アメリカ ハンツビル	アメリカ クリーブランド	アメリカ バサデナ	ドイツ プレーメン
落下高さ (m)	490	100	100	145	13.7	110
落下時間 (sec)	10	4.5	4.3	5.5	1.7	4.7
微小重力レベル (g)	10^{-4}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-6}
衝撃 (g)	10	10	25	25(AVE.)	不明	30
カプセル重量 (kg)	5000	1000	1642 (供試体 204)	452	不明	300
カプセル口径 (mm)	φ1800	φ900	φ2200	φ1000	□600	~φ800
抗力補償方式	2重カプセル およびスラス タ	真空 10^{-2} Torr	ドラッグ・シ ールドおよび スラス タ	真空 10^{-2} Torr およびスラス タ	空気流式	真空 10^{-3} bar
ガイド方式	ガイドレール	なし	ガイドレール	不明	なし	不明
制動方式	エアダンパー	ペローズ	不明	減速タンク	不明	ポリスチレン 緩衝材
所有または 運航者	地下無重力実 験センター	日本無重 量総合研 究所	NASA MSFC	NASA LeRC	JPL	プレーメン 大学

本研究ではJAMICの落下施設（この施設は旧炭鉱の立坑を利用したものであるため、以後JAMIC落下坑と呼ぶことにする）を利用したため、この施設の概要について述べる。図1-10にJAMIC落下坑の概要および落下カプセルを示す⁽⁵³⁾。前述のように自由落下距離は490mで、それ以降に長さ200mの制動部が設けられている。落下カプセルは二重カプセル方式となっており、落下中は実験装置を搭載した内カプセルを、真空に保持された外カプセル内部に浮遊させている。すると空気抵抗が外カプセルのみに作用するため、落下時間の経過に伴い内カプセルが外カプセルに接近し、接触する可能性がある。そこで外カプセルの後端にガス推進機が設置されており、外カプセルを加速することによって外カプセルと内カプセルの接触を防いでいる。なお本施設では 10^{-5} gオーダーの微小重力加速度の環境が得られる。

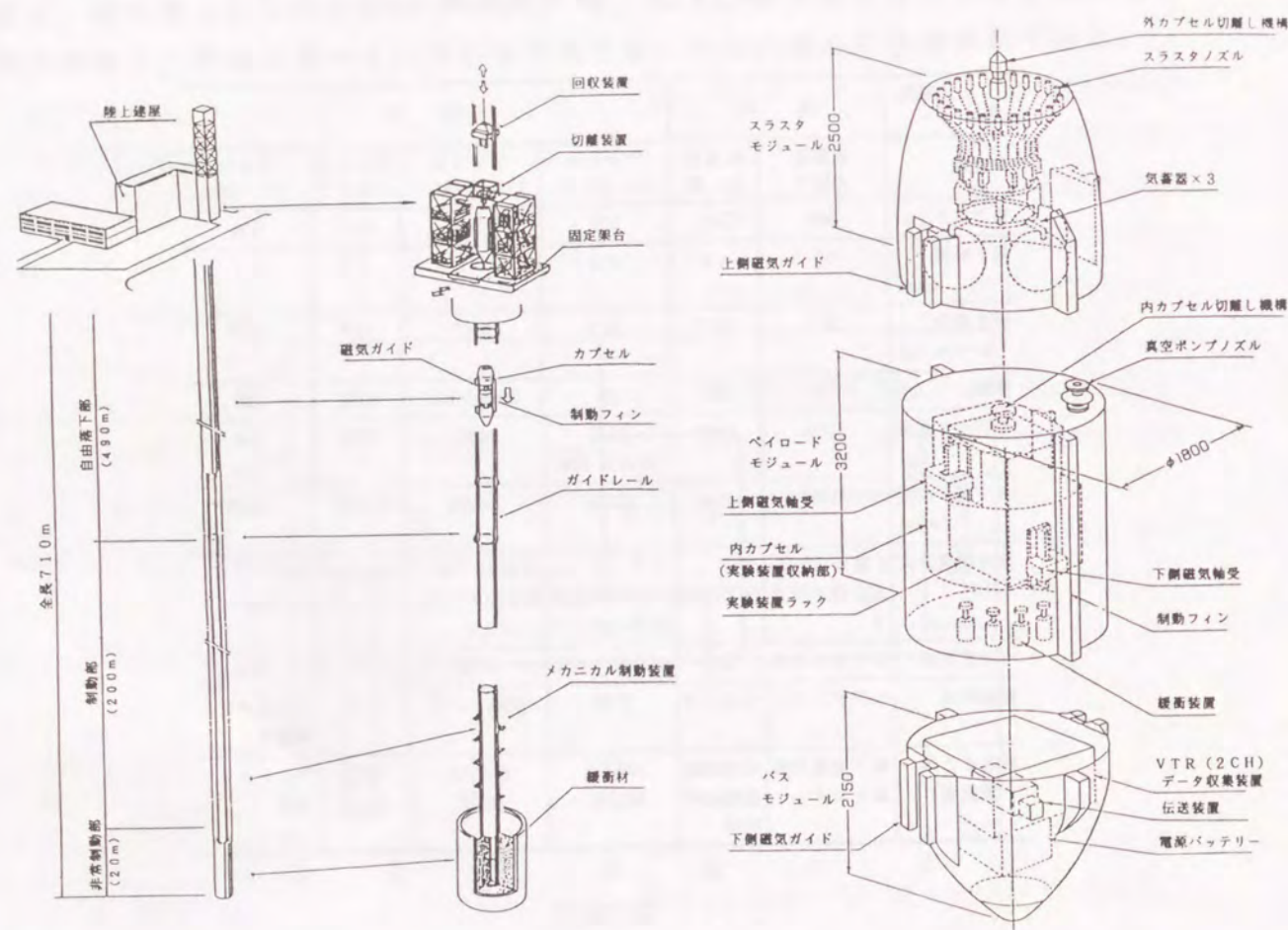


図1-10 JAMIC落下坑⁽⁵³⁾

本研究ではJAMIC落下坑施設以外に、社内で所有する自由落下距離10mの落下塔設備を利用した（以後この施設をIHI落下塔と呼ぶことにする）⁽⁵⁴⁾。図1-11にIHI落下塔の概要を示す。本落下塔の落下カプセルもJAMIC落下坑と同様に二重カプセル方式とし、内カプセルに作用する空気抵抗の影響を低減した。なお本カプセルでは外カプセルの内部を真空に保持していない。カプセルのつり上げは、内部カプセル上部に取り付けたつり棒を、トグル機構を有する切り放し装置（図中のRelease Mechanism）に引っ掛け、切り放し装置および落下カプセルをクレーンで引き上げる方法をとった。またカプセルの落下は、切り放し装置を地上から遠隔操作で駆動させて行った。落下カプセルを着地させる際の衝撃を低減する方法として外カプセル底部にスパイクを設け、カプセルの着地時にスパイクを深さ2.5mの砂箱に突き刺す方法を採用した。さらに着地時に内カプセルが外カプセルの底部に衝突する際の衝撃を緩和するため、外カプセルの底部に油粘土（3kgのものを10個）を配置し、その上に内カプセルが着地するようにした。これらの方法により、着地時の衝撃加速度は20gとなった。図1-12に本落下塔で得られた、内カプセルにおける加速度の時間変化を示す。落下直後は 10^{-1} gオ

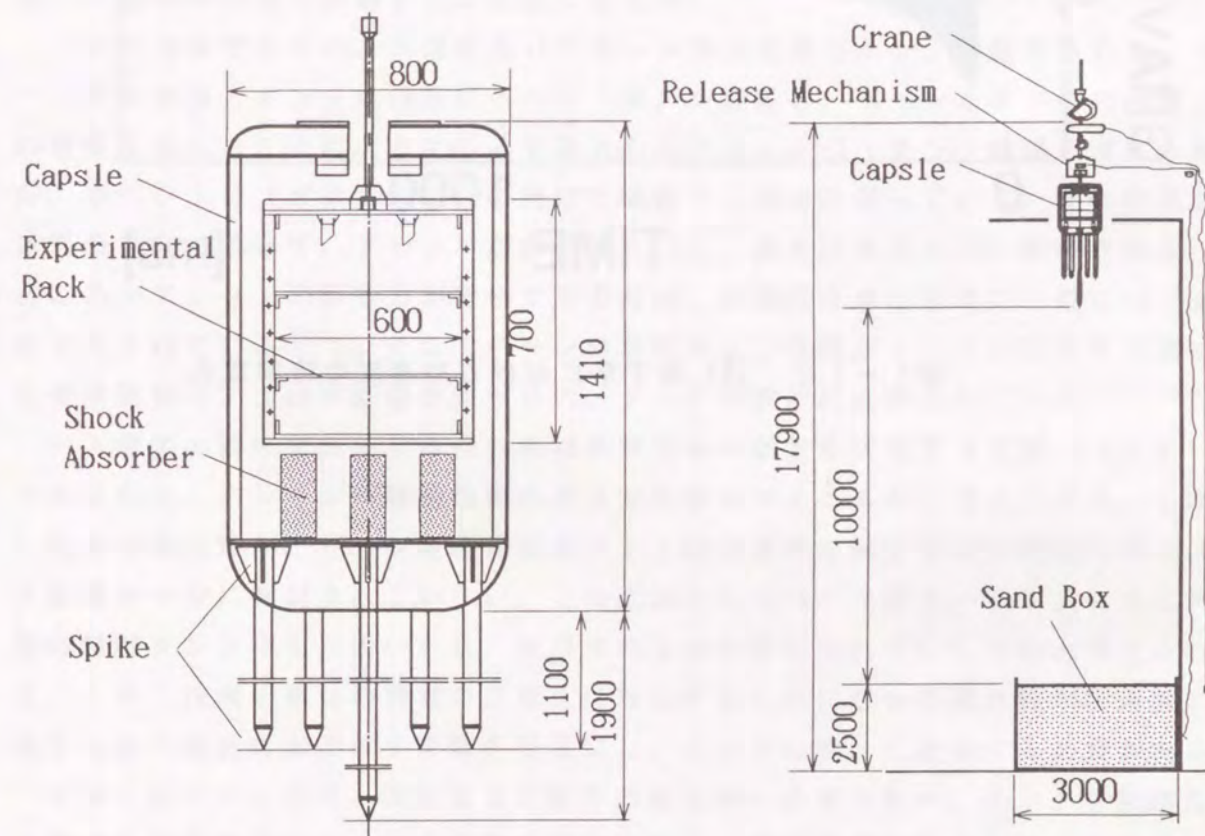


図1-11 IHI落下塔およびカプセル⁽⁵⁴⁾

ーダーの加速度が残存し、約0.3sの間に減衰している。これは落下カプセルを切り放す際、自重として外および内カプセルに作用していた荷重が瞬間的に開放され、外および内カプセルが自由振動するためである。このため、実質的な微小重力時間は自由落下時間より若干短く約1秒である。そして自由落下時の加速度は $10^{-3}g$ レベルであった。二重カプセル方式のJAMIC 落下坑より重力レベルが高いのは、外部カプセル内部を真空に保持していないためである。

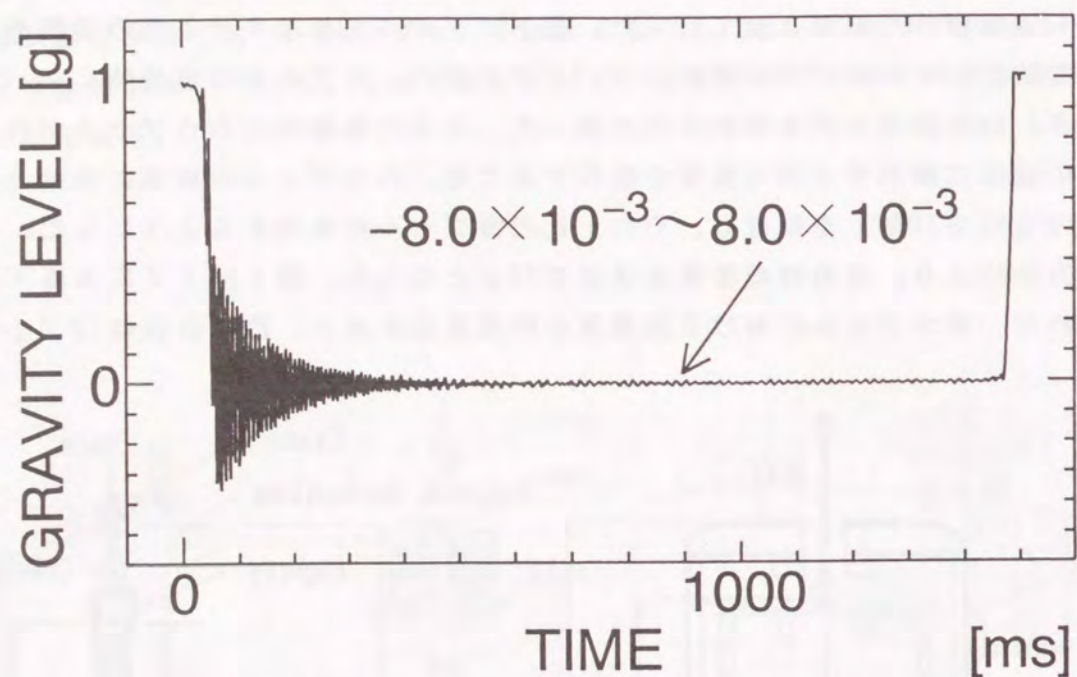


図1-12 IHI 落下塔における加速度の時間変化

2. ベーン型表面張力タンクにおける液体位置の制御 ⁽⁵⁴⁾⁽⁵⁵⁾

2.1 緒言

人工衛星、宇宙往還機の燃料タンクおよび宇宙ステーションに搭載する冷媒や飲料用の水タンクは、いずれも微小重力環境下で用いられる。タンクとして正常に機能させるためにはタンク内での液体の位置を制御し、液を排出する際にガスの混入を防ぐ必要がある。しかし微小重力環境下での加速度方向は一般に不定であり、液体の位置を制御することはできない。

これに対処するため、米国においてベーン型表面張力タンクが開発された。ベーン型表面張力タンクは内部にベーン（翼）を設置し、ベーンとタンク内壁間との距離を変えることにより生じる毛管力の差でアレッジ（タンク内部のガスの部分）をベント口（ガス出入口）に向けて駆動する構造になっている。その結果加速度の方向によらず、アレッジがガス出入口に、液体は液出入口に保持される。ところがアレッジの駆動力が微小であるため、加速度の適用範囲は一般に $10^{-4}g$ 以下とされている⁽²⁰⁾。そこでベーンの形状および枚数がタンクの加速度に関する適用範囲におよぼす影響が調べられ、タンクの設計に反映されている⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾。

一方液体の固体壁に対する濡れ性は気液界面の形状を決定する支配パラメータであるため、アレッジの駆動性能に大きな影響を与えるものと考えられる。しかし液体の濡れ性が、ベーン型表面張力タンクの加速度に関する適用範囲におよぼす影響が十分に検討されていない。この原因としてベーン型タンクが主に人工衛星の燃料タンクとして用いられ、使用される液が限定されていたためと考えられる。しかし将来の液体の種類の多様化に対応するために液体の濡れ性が加速度に関する適用範囲におよぼす影響を明確にし、タンクの設計に反映する必要がある。

本章ではベーン形状、枚数および液体の固体壁への濡れ性が、タンクの加速度に関する適用範囲におよぼす影響を明確にする。まず現象を単純化するために二次元形状のタンクを製作し、IHI 落下塔およびJAMIC 落下坑を利用した微小重力環境下での流体挙動を観察した。2.3.2節でこの実験で得られたベーン形状

および濡れ性がタンク内の流体挙動におよぼす影響について述べる。2. 3. 3節および2. 3. 4節に二次元解析により得られたベーン形状および濡れ性とタンクの適用加速度の関係を示す。

さらにベーン枚数が流体挙動におよぼす影響を調べるため、実機に近い三次元形状のタンクを製作し、微小重力環境下での流体挙動を観察した。2. 4. 2節に実験で得られたベーン枚数および形状が流体挙動におよぼす影響について述べる。ベーン枚数が少なくかつベーンが小さい場合にアレッジが分裂し、その場で滞留する様子が観察されたため、解析により分裂のメカニズムの解明を行った。2. 4. 3節にその結果を述べ、ベーン枚数および形状と適用条件の関係を明確にする。

2.2 ベーン型表面張力タンクの作動原理

図2-1にベーン型表面張力タンクの構造および作動原理を示す。タンク内の液をガス圧で押し出す場合および液をタンクに流入させる場合を考え、ガス出入口および液出入口を図に示す位置に設ける。さらにタンク内部に液体が満たされ

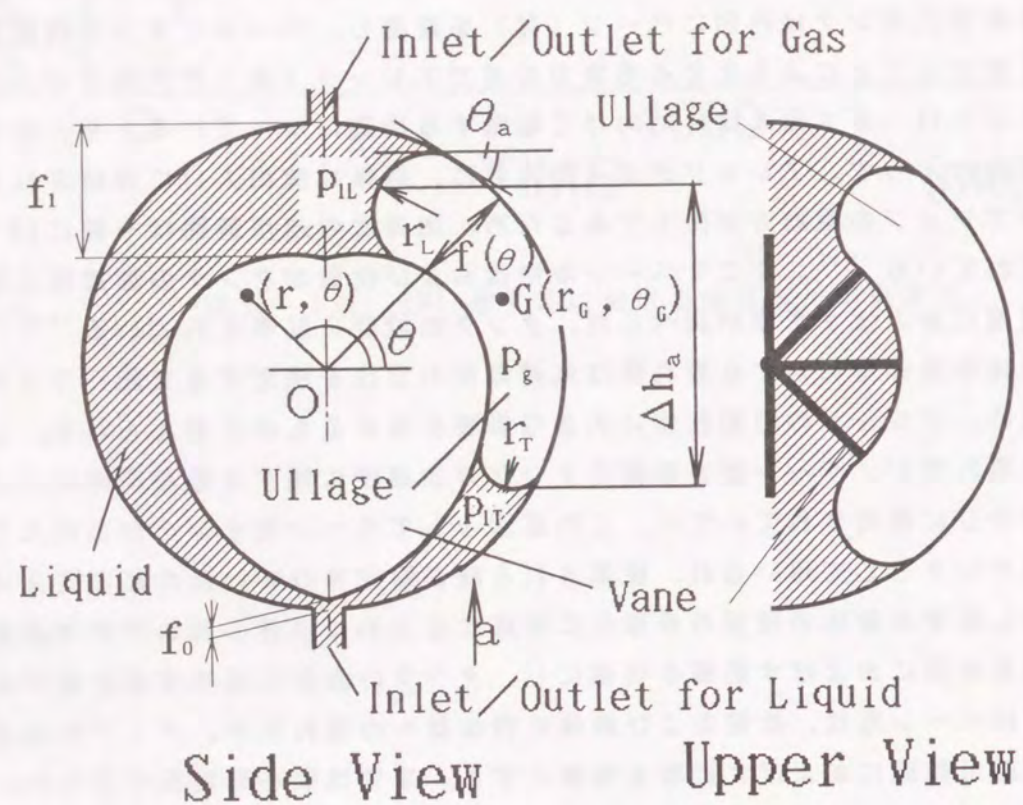


図2-1 ベーン型表面張力タンク

ていないガス部分、すなわちアレッジを設ける。そしてタンク内部にタンク内壁との距離が液出入口に向けて減少するような形状を持つベーン（翼）が取り付けられている。これによりタンク内壁とベーンに接するアレッジの気液界面の曲率半径は、ガス出入口側と液出入口側との間で差が生じる。 $\rho_l \gg \rho_g$ としてガスに作用する慣性力を無視し、アレッジ内のガス圧力 p_g を一様とすると、ガス出入口側および液出入口側の液体圧力 p_{il} および p_{it} はヤング・ラプラスの式より(2.1)式で与えられる。

$$\begin{aligned} p_{il} &= p_g - \sigma / r_L \\ p_{it} &= p_g - \sigma / r_T \end{aligned} \quad (2.1)$$

図2-1より $r_L > r_T$ が満足されるから $p_{il} > p_{it}$ となり、(2.2)式で示される圧力差 Δp_g で液体が液出入口に駆動される。

$$\begin{aligned} \Delta p_g &= (p_{il} - p_{it}) \\ &= \sigma (1/r_T - 1/r_L) > 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

この結果アレッジはガス出入口に保持される。なお以後この Δp_g をキャピラリ圧と呼ぶことにする。さらに加速度が0でないときは静水圧差 Δp_s も同時に作用する。ここではアレッジをガス出入口に保持するのに最も厳しい条件として加速度 a を液出入口からガス出入口に向かう方向にとる。ヘッド差 Δh_a を図2-1に示すようにとれば Δp_s は(2.3)式で与えられる。

$$\Delta p_s = \rho_l a \Delta h_a \quad (2.3)$$

つまりアレッジは(2.4)式で示される圧力差 Δp_d で駆動される。

$$\Delta p_d = \Delta p_g - \Delta p_s \quad (2.4)$$

以後 Δp_d をアレッジ駆動圧と呼ぶことにする。加速度 a が小さく $\Delta p_g \gg \Delta p_s$ の場合、アレッジはガス出入口に保持され液は液出入口に保持される。しかし加速度 a が大きく $\Delta p_s \ll \Delta p_g$ の場合はアレッジの位置が加速度方向に依存するため、アレッジをガス出入口に保持することが出来なくなる。つまりベーン型表面張力タンクには加速度に関する適用範囲が存在する。

2.3 液体の濡れ性およびベーン形状とタンクの適用 加速度的関係

JAMIC 落下坑およびIHI 落下塔を利用した微小重力実験により、液体の固体壁に対する濡れ性およびベーン形状がタンク内部の液体挙動におよぼす影響を調べる。さらに解析により液体の濡れ性およびベーン形状と加速度的適用範囲の関係を求める。

ここでは現象の把握を容易にするため、二次元形状のタンクについての検討を行う。

2.3.1 実験方法

図2-2に本研究で用いた二次元形状の表面張力タンクの供試体を示す。供試

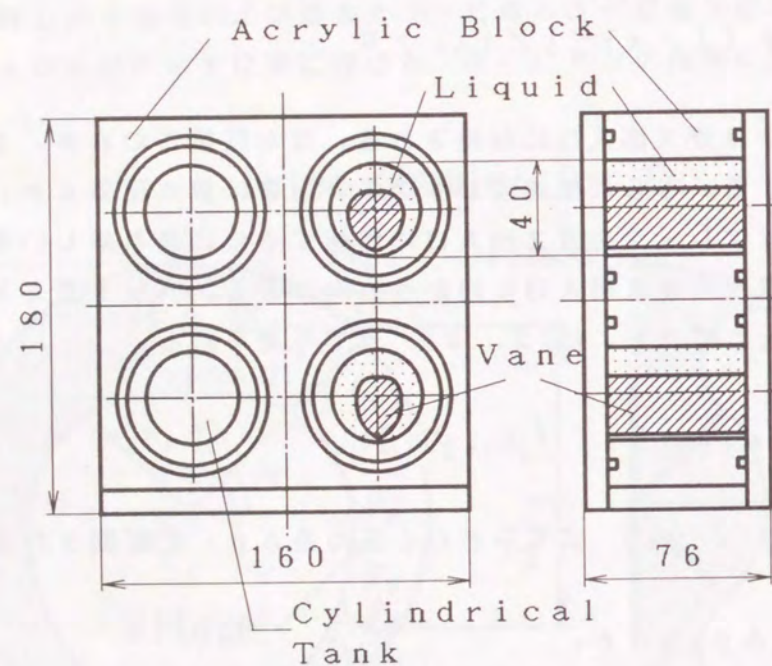


図2-2 供試体

体はアクリル樹脂製ブロックに穴（直径φ40mm）をあけてタンクの内壁を模擬し、穴の内部に断面がベーン形状の柱（以後二次元ベーンと呼ぶ）を設けた。なお一度の落下実験で複数の条件に対する結果を得るため、タンク内壁を模擬する穴は4つ設けた。そのうち3つに形状の異なるベーンを組み込み、残りの一つには比較のためにベーンを設置しなかった。

ベーン形状は図2-1に示すようにタンク内壁とベーンとの隙間 $f(\theta)$ が以下の式で示されるように決めた。

$$f(\theta) = f_0 + \left(\frac{\theta + \pi/2}{\pi} \right)^n (f_1 - f_0) \quad (2.5)$$

f_1 はミッション要求で決まる最小体積のアレッジ（体積 V_{Lumin} ）が、ガス出入口にてタンク内壁およびベーンに接するように決めた。すなわち

$$f_1 = (4V_{Lumin}/\pi)^{1/2} \quad (2.6)$$

典型例として図2-3に $n=0.5$ および $n=1.5$ で $f_1/R=0.28$ のベーン形状を示す。

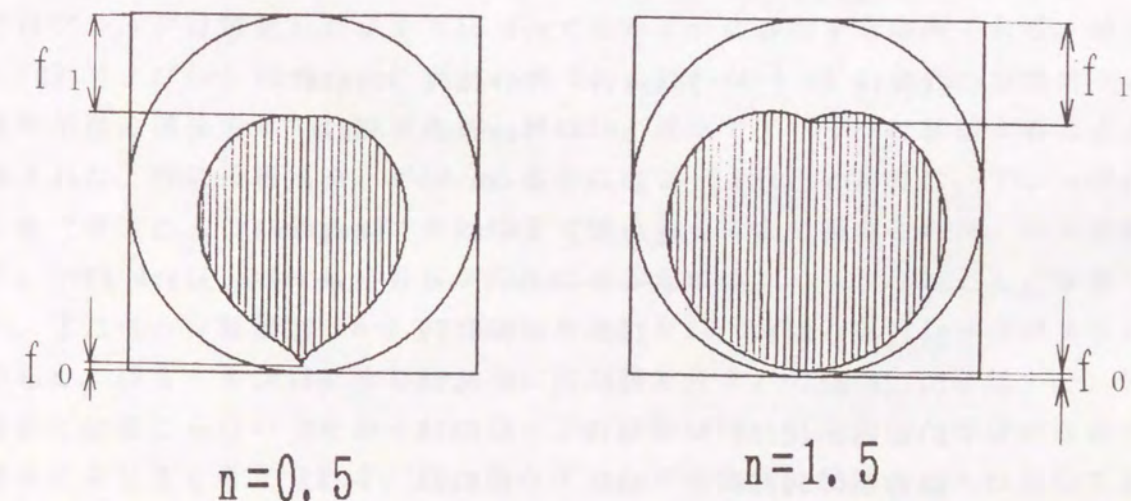


図2-3 ベーン形状

つまり $n < 1$ のベーン形状はタンク内壁との隙間の増加割合が液出入口に向かうほど大きく、 $n > 1$ の形状はガス出入口に向かうほどそれが大きくなることを示す。

タンク内部の液体挙動は円筒の断面方向から 8 mmビデオカメラ（ソニー製 CCD-TR900）を用いて収録した。また液体として、動粘性係数 $\nu_m = 6.5 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコン油（信越化学製 KF-96L）、トリデカンおよび水とエタノールの混合液、水銀を用いた。このように複数の液体を用いることにより、液体の固体壁（アクリル樹脂）に対する接触角 θ_c を変化させた。なお接触角 θ_c は液体の固体壁に対する濡れ性を表す物理量で、図 2-1 に示すように気液界面と固体壁の交点における気液界面および固体壁の接線のなす角を表す。表 2-1 にこれらの液体と固体壁面との接触角 θ_c 、密度 ρ_l および表面張力 σ の関係を示す。なおエタノールと水の混合物（表中に Eth/H₂O と示す。40/60 は体積混合比を示す。）における表面張力 σ および接触角 θ_c は文献^(5,6)を参照した。さらにトリデカンの場合にはベーンおよびタンク内壁にフロロコーティングを施し、接触角 θ_c を大きくした。

本研究では通常重力環境下において予めアレჯをガス出入口以外の位置、すなわち液出入口もしくは液出入口とガス出入口の midpoint に保持し、微小重力環境下に突入した際のアレჯおよび液体の挙動を観察した。なおアレჯの初期位置を液出入口とした場合はタンクのガス出入口を下向き（重力方向）に配置させた。これは IHI 落下塔を用いた実験で行った。アレჯの初期位置を液出入口とガス出入口の midpoint とした場合はタンクの液出入口およびガス出入口を水平に配置させた。これは JAMIC 落下坑実験で行った。

表 2-1 本報で使用した液体の物性

Liquid	Density ρ_l [kg/cm ³]	Surface Tension σ [N/m]	Contact Angle θ_c [degrees]
Silicon Oil	760	0.0159	0
Tridecan	756	0.0260	66
Eth/H ₂ O 40/60 ^(vol %)	916	0.0328	40
Eth/H ₂ O 50/50	896	0.0308	35
Eth/H ₂ O 60/40	875	0.0295	20
H ₂ O	998	0.065	90
Hg	13590	0.482	>90

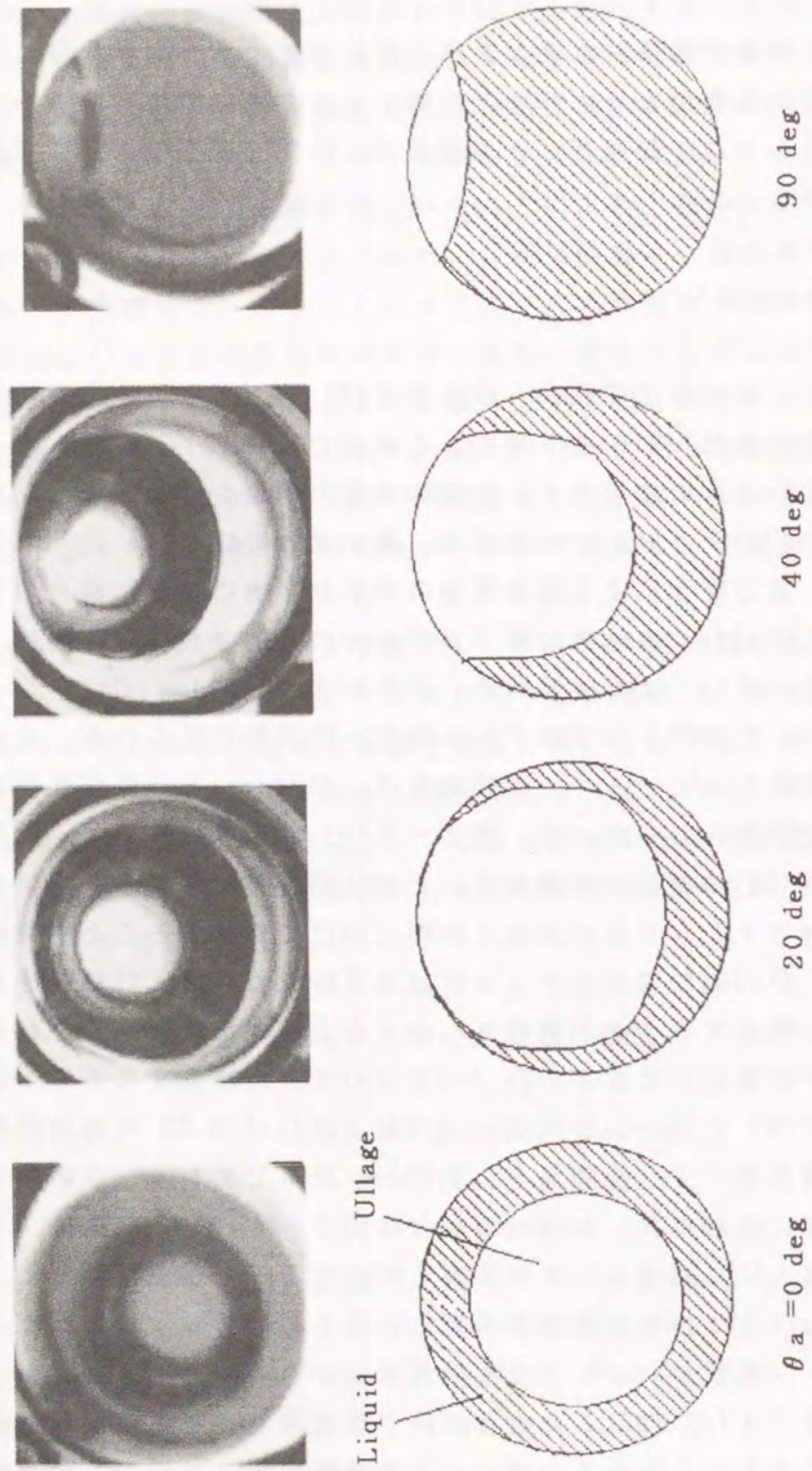
2.3.2 実験結果

図 2-4 に実験で得られたタンク内の流体挙動とベーン形状および接触角の関係を示す。なお比較のため、ベーンの無いタンク内の流体挙動も示す。本論文では加速度の代わりに、加速度 a と表面張力 σ の比で以下のように定義されるボンド数 Bo を用いる。

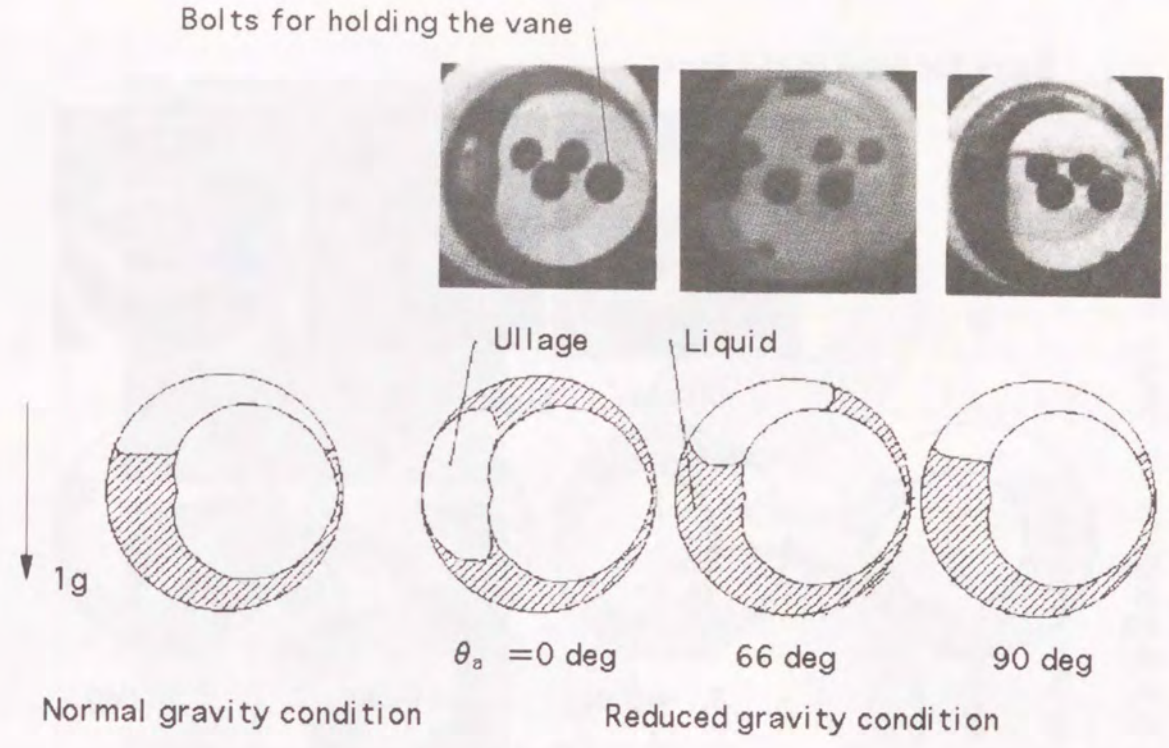
$$Bo = \rho_l a R^2 / \sigma \quad (2.7)$$

図で接触角 θ_c が 20 および 40 deg の結果は IHI 落下塔（微小重力時間 1s）を用いた結果で、その他は JAMIC 落下坑による結果である。

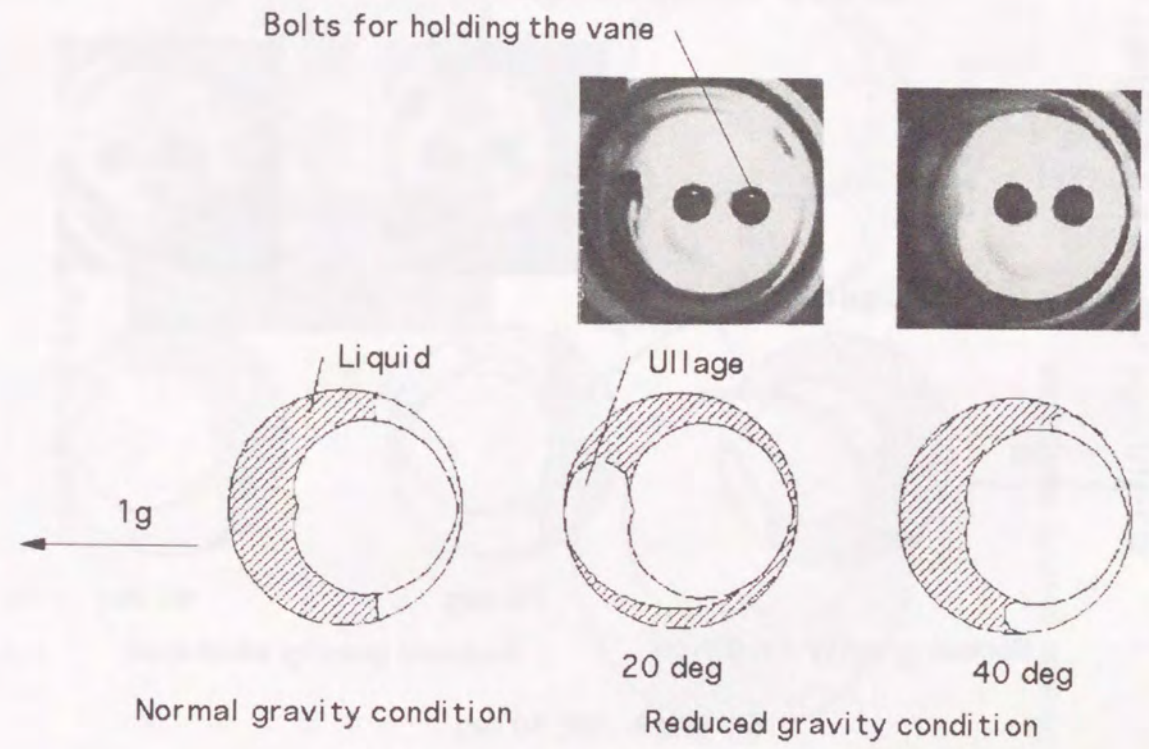
ベーンがない場合の接触角 θ_c と流体挙動の関係を図 2-4 (a) に示す。図で接触角 θ_c が 0 および 90 deg の結果は、微小重力時間が 10s の JAMIC 落下坑を用いた結果で、重力変化による気液界面の変形が平衡に達した時点のもの、接触角 θ_c が 20 および 40 deg の結果は落下カプセルの着地寸前（落下後約 1 秒）のものである。図 2-4 (a) より接触角 θ_c が 0 および 20 deg ではアレჯが液中に浮遊し、40 deg ではアレჯのタンク内壁への接触が見られる。また気液界面は共にほぼ球状になっている。一方接触角 θ_c が 90 deg では気液界面の曲率半径が大きく、ほぼ平坦となっている。図 2-4 (b) および (c) にベーン形状が $n = 1.5$ および $f_1/R = 0.28$ の場合の接触角 θ_c と流体挙動の関係を示す。接触角 θ_c が 0 および 20 deg でアレჯがガス出入口部に向けて移動することが観察できる。なお接触角 θ_c が 0 deg の場合はアレჯは約 2 秒でガス出入口に到達し、その後もガス出入口に静止することが確認された。ところが接触角 θ_c が 40 および 90 deg ではアレჯは静止したままで 66 deg ではわずかに移動するのみである。図 2-4 (d) および (e) にベーン形状が $n = 0.5$ および $f_1/R = 0.28$ の場合の接触角 θ_c と流体挙動の関係を示す。接触角 θ_c が 40 deg 以下でアレჯは移動することが確認された。特に接触角 θ_c が 0 deg の場合は図 2-4 (b) と同様に、アレჯは約 2 秒でガス出入口に到達し、その位置で静止することが確認された。一方接触角 θ_c が 66 deg 以上では気液界面が円形になるものアレჯはほとんど移動しない。またベーン形状が $n = 0.5$ で接触角 θ_c が 20 deg のときアレჯが 2 つに分裂した。図 2-4 (c) に示したように同じ接触角 θ_c でもベーン形状が $n = 1.5$ の場合には起こらないことから、アレჯの分裂はベーンに尖った部分が存在する場合に生じると考えられる。この場合アレჯの初期位置は液出入口としており、表面張力の作用で微小重力に突入した際に液体がベーンに沿って液出入口に到達し、その結果アレჯが分裂したものと考えられる。なお接触角 θ_c が 0 deg の場



(a) ベーン無し
 図2-4 ベーン形状および接触角がタンク内流体挙動におよぼす影響 ($n=1.5$ $f_1/R=0.28$)

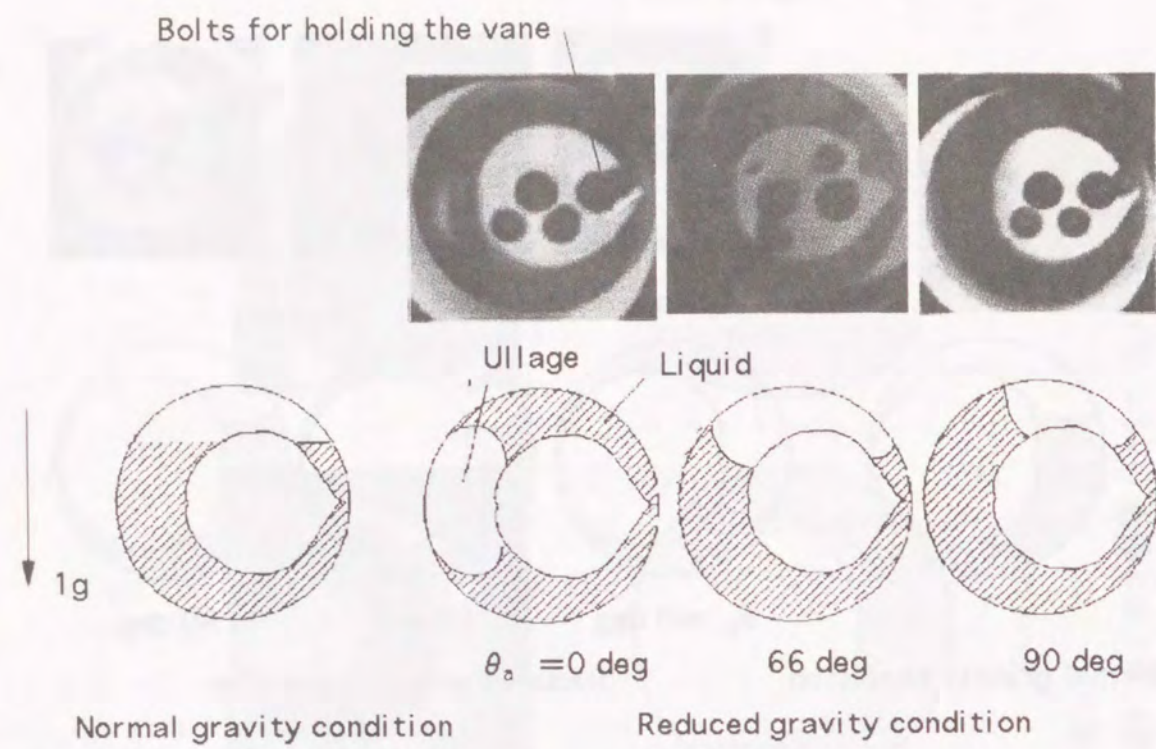


(b) 接触角 0, 66, 90 deg

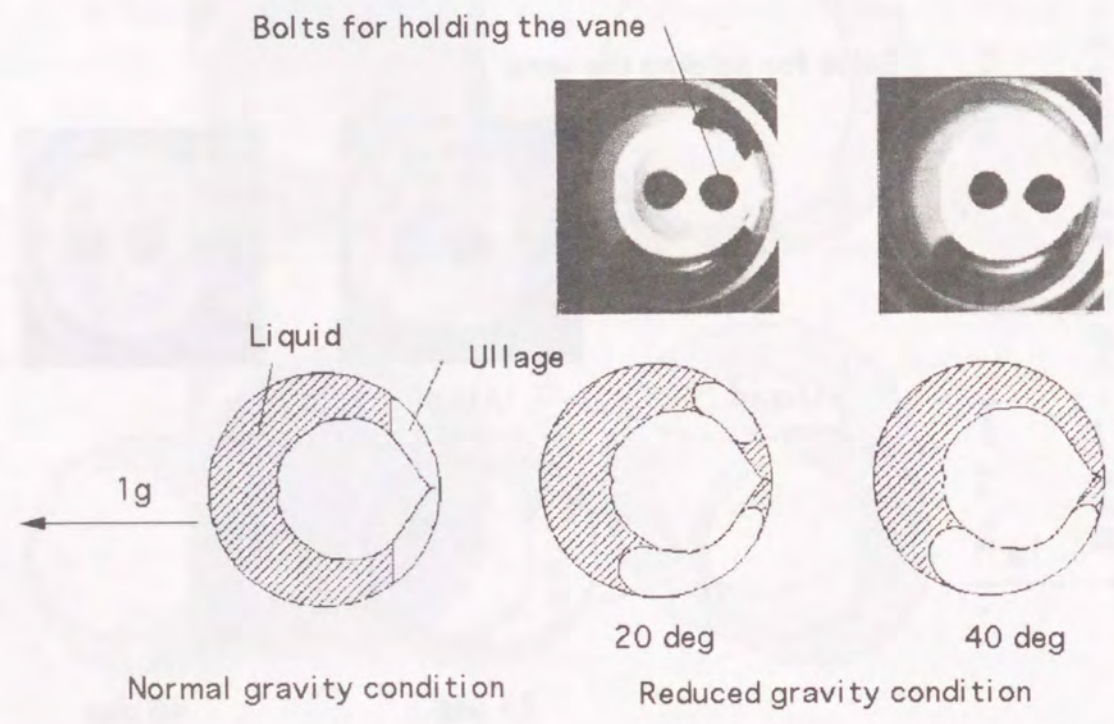


(c) 接触角 20, 40 deg

図2-4 ベーン形状および接触角がタンク内流体挙動におよぼす影響 ($n=1.5$ $f_1/R=0.28$)



(d) 接触角 0, 66, 90 deg



(e) 接触角 20, 40 deg

図2-4 ベーン形状および接触角がタンク内流体挙動におよぼす影響 ($n=0.5$ $f_1/R=0.28$)

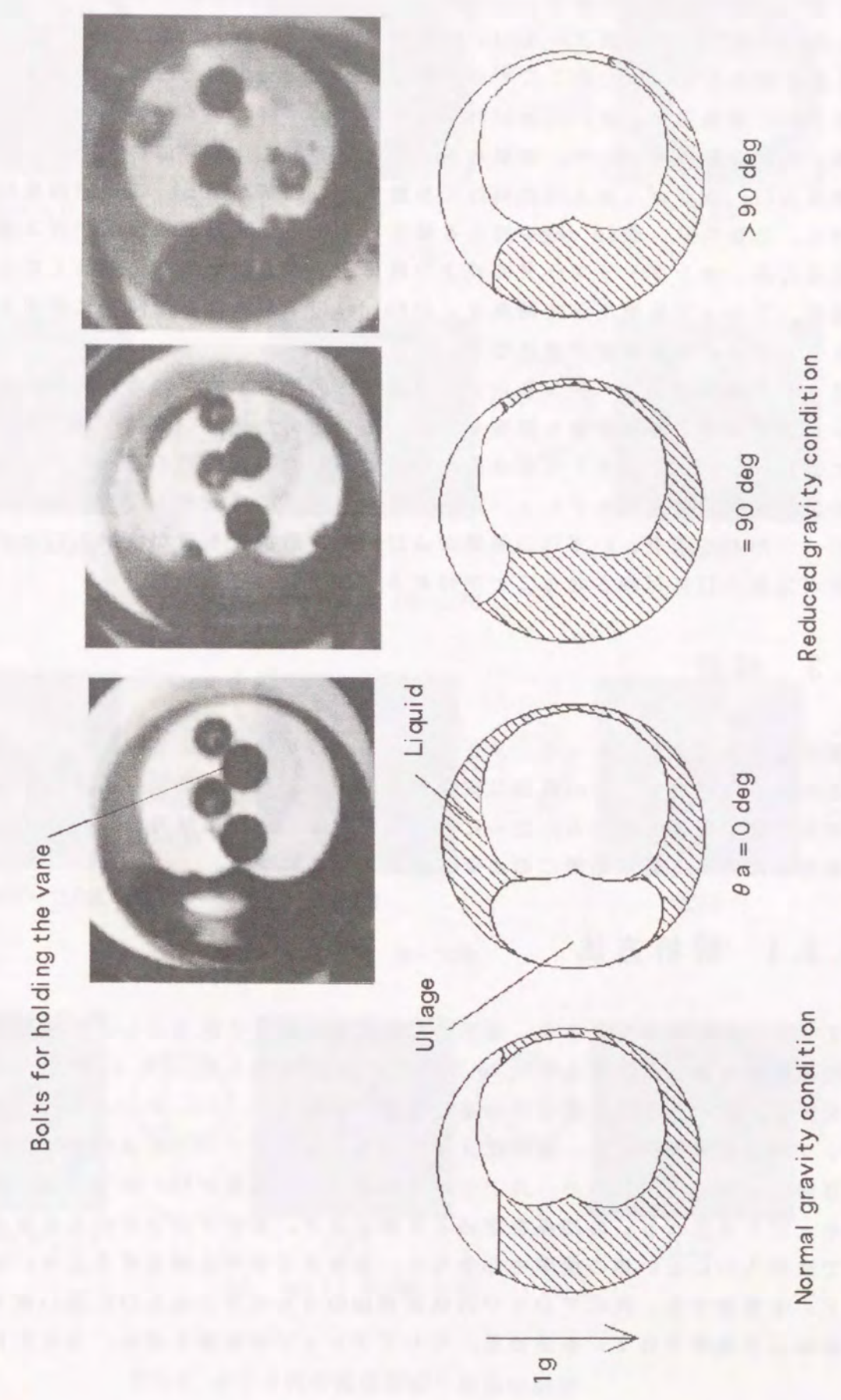


図2-4(f) ベーン形状および接触角がタンク内流体挙動におよぼす影響 ($n=1.5$ $f_1/R=0.35$)

合はアレッジの初期位置を液出入口とガス出入口の midpoint としたため、アレッジの分裂は起こらなかった。図 2-4 (f) にベーン形状が $n=1.5$ および $f_1/R=0.35$ における観察結果を示す。なおここでは接触角 θ_c が 90deg を超える場合の流体挙動も観察した。接触角 θ_c が 0 および 90deg の場合は、図 2-4 (b) ~ (e) に示した結果と同様の傾向を示した。接触角 θ_c が 90deg を超えた場合はわずかにアレッジが液出入口、液がガス出入口に向けて移動することがわかる。この原因を以下に述べる。接触角 θ_c が 90deg を超える値をとると、気液界面の形状がガス側に凸となるため、ヤング・ラプラスの式より液体中の圧力がガス側より高くなる。その結果、アレッジ駆動圧が接触角 θ_c が 90deg 以下の場合と逆向きに作用する。つまりアレッジの駆動方向が逆になる。

図 2-5 に液量およびベーン形状と流体挙動の関係を示す。さらに比較のためベーンが無い場合の流体挙動も観察した。ここで用いた液はシリコン油 (表 2-1 中に Silicon Oil と示す) で固体壁との接触角 θ_c が 0deg である。ベーンが無い場合、いずれの液量でもアレッジがタンクの中央部に浮遊することが分かる。またベーンがある場合、いずれの液量およびベーン形状でも液が液出入口、アレッジがガス出入口に保持されることが分かる。

2.3.3 解析

本節では解析により、キャピラリ圧 Δp_c および加速度による静圧 Δp_a が一致する点を求めてアレッジの静的な安定位置を求め、ベーン形状 n および接触角 θ_c がおよぼす影響を調べる。さらにベーン形状 n および接触角 θ_c が、タンクの加速度 a に関する適用範囲におよぼす影響を明確にする。

2.3.3.1 解析方法

図 2-1 に解析モデルを示す。簡単のために流れ場を 2 次元とし、物理面を (r, θ) の極座標で表した。図より $(r, \theta) = (R, -\pi/2)$ が液出入口、 $(R, \pi/2)$ がガス出入口を表す。アレッジの位置はその重心位置で代表させ、 (r_c, θ_c) とした。またアレッジの気液界面形状は、加速度 a が十分低いとしてベーンおよびタンク内壁との接触角を θ_c とする円の一部とした。図 2-6 に体積が VL_u のアレッジの位置とキャピラリ圧 Δp_c の関係を求める手順を示す。まずアレッジの気液界面のうちで液出入口に近い側の曲率中心を与え、接触角の条件を満足するように曲率半径 r_r を算出する。次にアレッジの気液界面のうちでガス出入口に近い側の曲率中心および曲率半径 r_l を求める。そしてアレッジの体積を求め、与えた体積

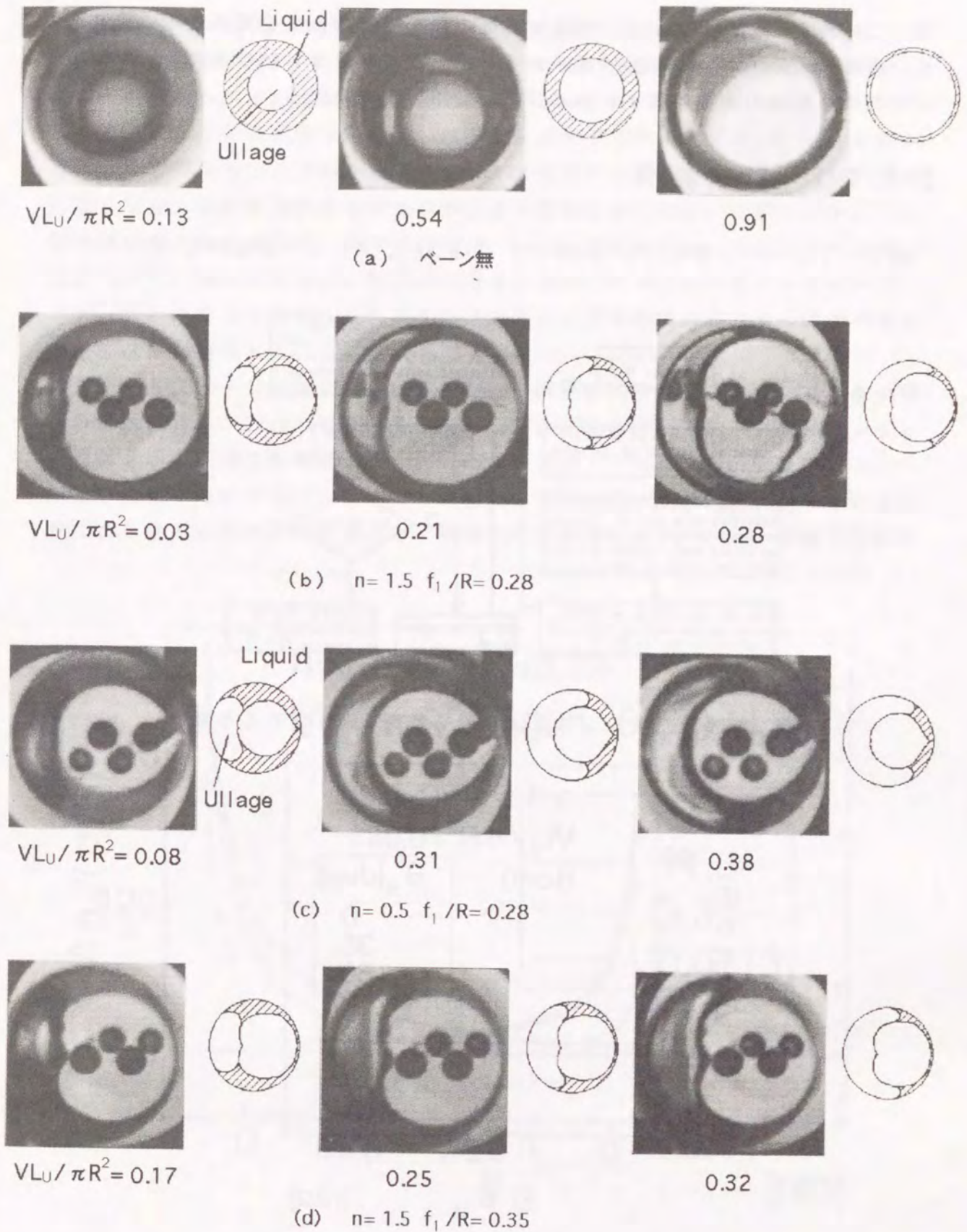


図2-5 タンク内の流体挙動と液量の関係

V_{Lu} に一致するまでガス出入口側気液界面の曲率中心の位置を更新することにより、体積 V_{Lu} のアレッジの形状を求める。キャピラリ圧 Δp_c は求められたアレッジの気液界面の曲率半径 r_l および r_g を用いて算出する。

2.3.3.2 解析結果

図 2-7 にベーン形状が $n=1.5$ かつ $f_1/R=0.28$ 、アレッジ体積が $V_{Lu}/\pi R^2=$

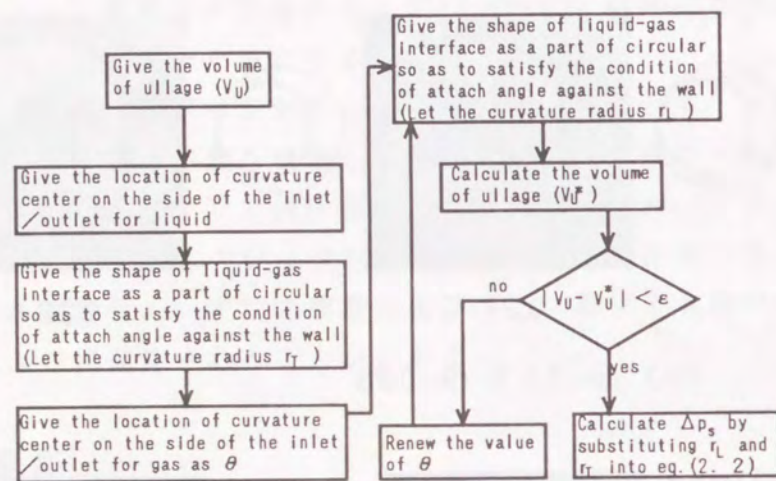


図 2-6 アレッジ位置よりキャピラリ圧を求める手順

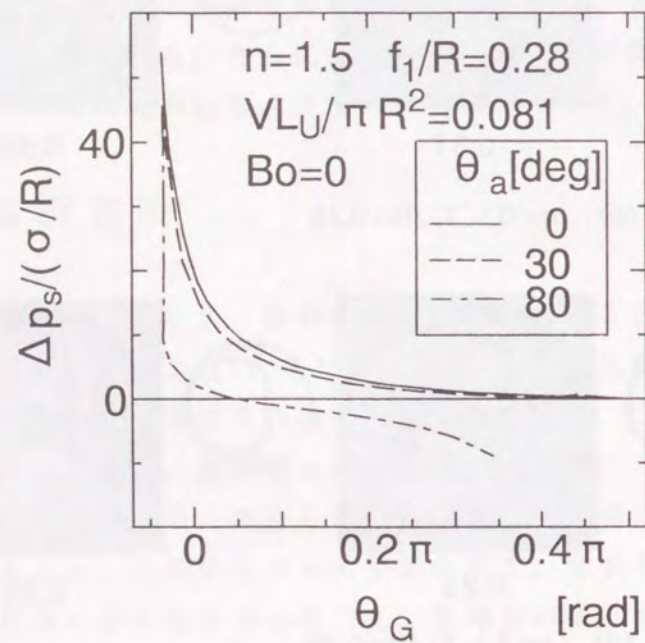


図 2-7 アレッジの位置 θ_c とキャピラリ圧 Δp_c の関係

0.081 (ベーンおよびタンク内壁に接することができるアレッジの最小体積) における、加速度 a が 0 ($Bo=0$) でのアレッジの重心位置 θ_c とキャピラリ圧 Δp_c の関係を示す。なお以後解析ではベーンの形状に関し、すべて $f_1/R=0.28$ とする。図よりキャピラリ圧 Δp_c はアレッジがガス出入口 ($\theta=\pi/2$) に向かうほど小さくなるのがわかる。これはガス出入口に近いほどアレッジは対称形に近くなり、気液界面の曲率半径差が小さくなるためである。さらにキャピラリ圧は固体壁との接触角 θ_a が大きいほど、つまり濡れ性が悪いほど小さくなるのがわかる。特に接触角 θ_a が 80deg の場合はガス出入口以外でキャピラリ圧 Δp_c が 0 となっている。これはその点でアレッジ両端の気液界面の曲率半径が等しくなるためである。

図 2-8 にベーン形状が $n=1.5$ 、アレッジ体積が $V_{Lu}/\pi R^2=0.081$ で、液の壁への接触角 θ_a が 0deg の場合のアレッジの重心位置 θ_c とアレッジ駆動圧 Δp_d の関係を示す。図で駆動圧 Δp_d が 0 となる点がアレッジの釣合位置である。そのうち曲線の勾配が負の点は、釣合位置からの微小変位に対しアレッジを釣合位置に引き戻す圧力が作用するため、安定な釣合位置である。一方、曲線の勾配が

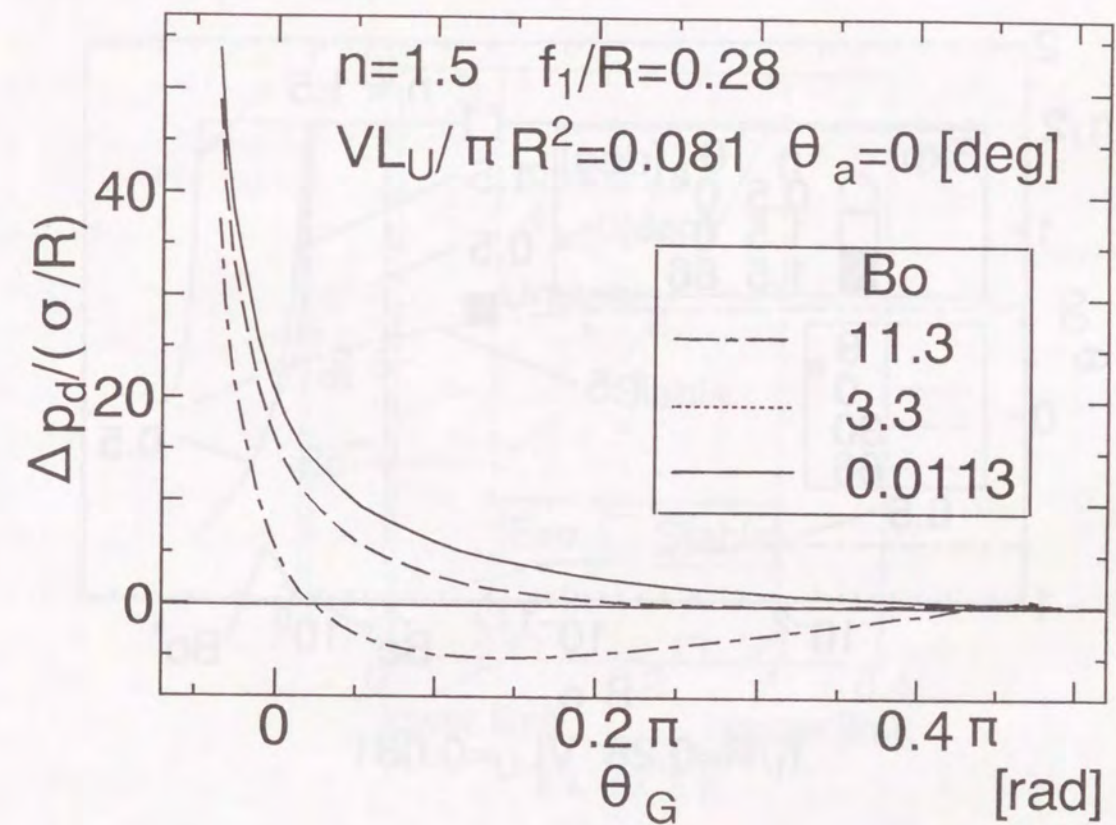


図 2-8 アレッジの位置 θ_c と Δp_d の関係

正の点は、逆に微小変位を増大させる方向の圧力が作用するため、不安定な釣合位置である。アレッジは安定な釣合位置に静止すると考えられ、その位置を θ_{G0} とする。

図2-9にアレッジ体積が $VL_U/\pi R^2 = 0.081$ の下でボンド数 Bo 、接触角 θ_a 、およびペーン形状 n がアレッジの安定な釣合位置 θ_{G0} におよぼす関係を示す。図よりボンド数 Bo が小さいほど安定な釣合位置はガス出入口に近づき、接触角 θ_a が 0 および 30deg の場合はある値以下でボンド数 Bo に関係なく、釣合位置はガス出入口に一致するのがわかる。アレッジが常にガス出入口に接していることをタンクの適用条件とするならば、このボンド数 Bo の範囲がタンクの適用範囲になる。ここで釣合位置をガス出入口に一致させる最大のボンド数を Bo^* とする。接触角 θ_a が 66deg の場合はボンド数が 0 (加速度が 0) でも釣合位置がガス出入口より液出入口側にあるため、加速度が 0 の場合でもアレッジをガス出入口に保持することができない、つまりペーン型表面張力タンクとしては適用できないことになる。

同じく図2-9中にJAMIC落下坑による微小重力実験で得られたアレッジの静的安定位置を示す。図よりアレッジの静的安定位置の実験結果は、解析で予測さ

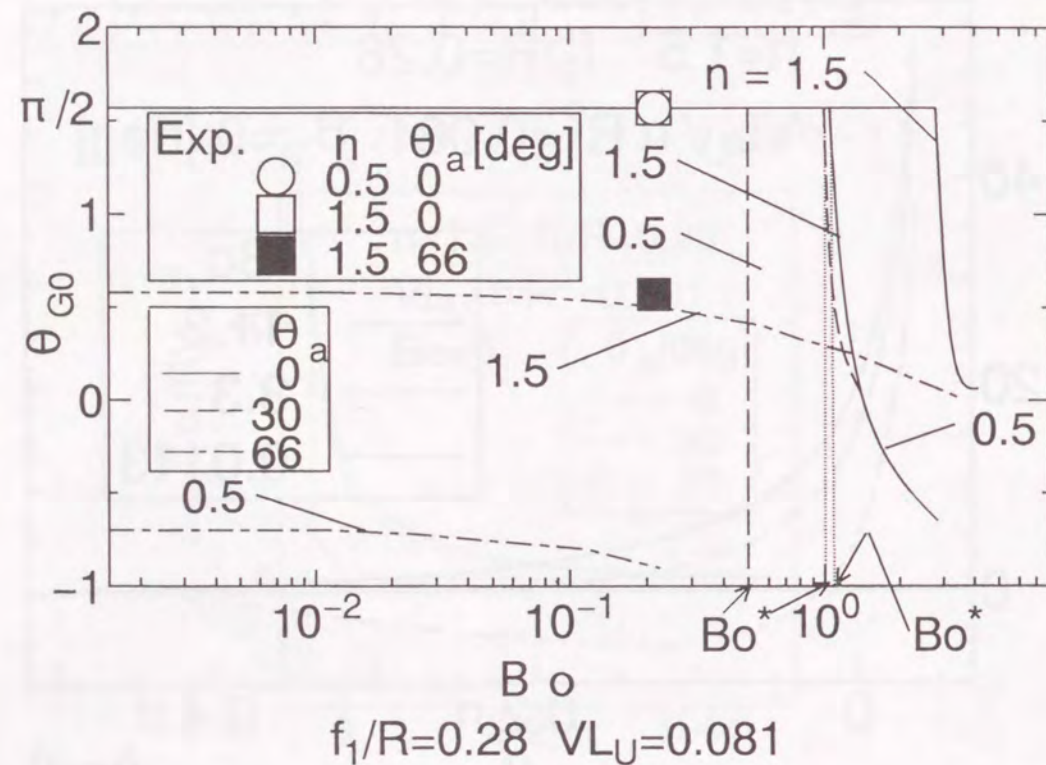


図2-9 ボンド数 Bo 、接触角 θ_a およびペーン形状 n とアレッジの静的安定位置の関係

れたものに一致することが分かる。なおIHI落下塔による結果(接触角 θ_a が 20 および 40deg) は微小重力時間が短くまたアレッジの静的安定位置が不明のためここには示していない。

図2-10にアレッジ体積 VL_U と Bo^* の関係を示す。この曲線の下側の条件でアレッジはガス出入口に安定に保持される。2.2で述べたように本解析では加速度方向に関し最も厳しい条件を課しているため、この条件下で加速度方向に関係なくアレッジがガス出入口に保持されることになる。また曲線の上側の条件ではアレッジの位置は加速度方向で決まり、アレッジの位置をガスの出入口に保持できないことを示す。図のアレッジ体積 VL_U の下限はペーンおよびタンク内壁に接することができる最小アレッジ体積、上限は液がペーンおよびタンク内壁に接することができる最小体積をとるときのアレッジ体積を表す。図よりアレッジ体積 VL_U が大きいほど Bo^* は大きくなり、タンクの適用範囲が大きくなるのがわかる。これはアレッジ体積 VL_U が大きいほどアレッジ両端の気液界面の曲率半径差が大きくなり、キャピラリ圧 Δp_c が大きくなるためである。つまりタンクの適用範囲として、最小体積のアレッジの釣合位置をガス出口に一致させるボンド数範囲をとれば良いことが分かる。このボンド数の最小値を Bo^{**} (以後これを臨界ボンド数と呼ぶ) とする。

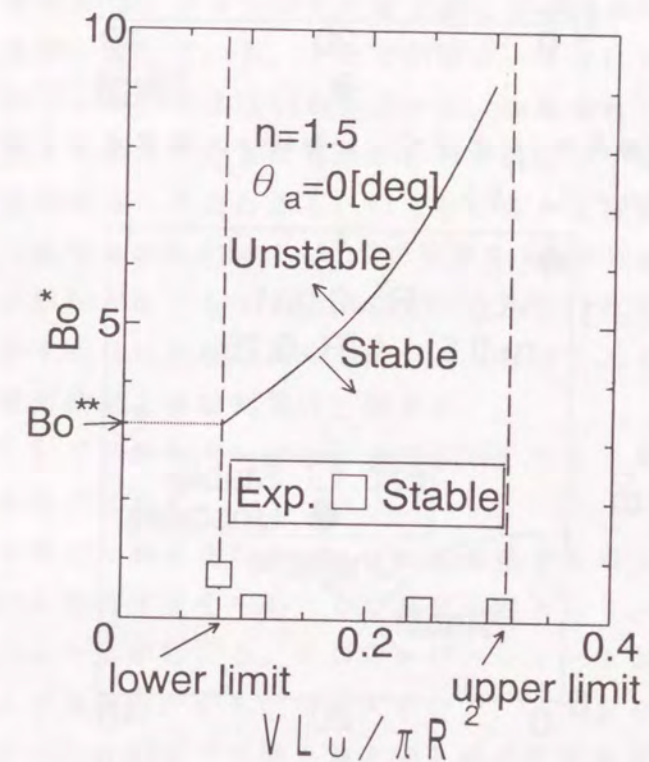


図2-10 アレッジ体積 VL_U およびペーン形状 n と臨界ボンド数 Bo^* の関係

次に図2-11、2-12に接触角 θ_a と Bo^{**} の関係を示す。なお図2-11はベーン形状が $n=1.5$ 、図2-12はベーン形状が $n=0.5$ の結果を示す。これらの図はタンクの適用範囲を示している。図より接触角 θ_a が小さいほどタンクの適用範囲が広がるのことがわかる。これは図2-7に示したように接触角 θ_a が小さいほどキャピラリ圧 Δp_c が大きくなるためである。またベーン面積が大きく、タンク内壁との隙間が小さい $n=1.5$ の方がより適用範囲が広がるのことがわかる。さらにベーン形状が $n=1.5$ の場合は接触角 θ_a が約40degで、 $n=0.5$ の場合は接触角が約25degで臨界ボンド数 Bo^{**} が0となり、これ以上の接触角では

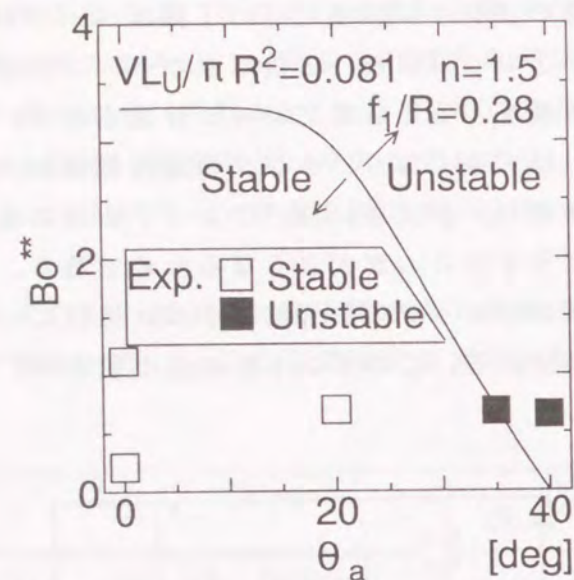


図2-11 接触角 θ_a およびベーン形状 n と臨界ボンド数 Bo^{**} の関係 ($n=1.5$)

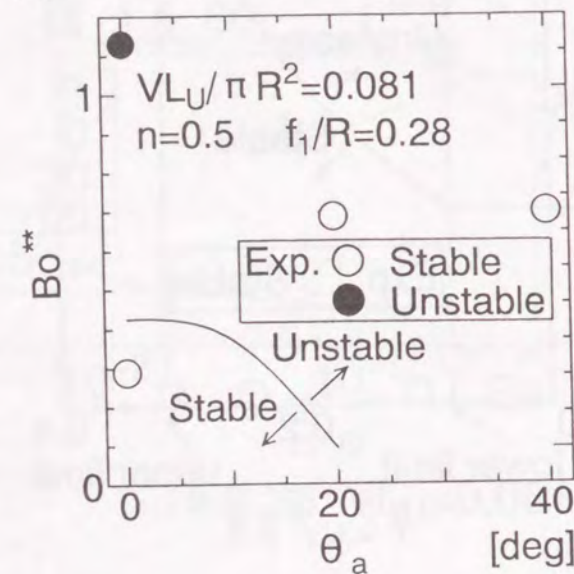


図2-12 接触角 θ_a およびベーン形状 n と臨界ボンド数 Bo^{**} の関係 ($n=0.5$)

加速度が0gでもアレージをガス出入口に保持できないことを意味する。これは図2-7に示すように接触角が大きい際に、キャピラリ圧 Δp_c が0となるアレージの位置が、ガス出入口より液出入口側に存在することに対応している。なお本解析結果と実験結果の比較については次節で述べる。

2.3.4 実験結果と解析結果の比較

実験ではベーン形状 n 、接触角 θ_a 、加速度 a およびアレージ体積 VL_U がタンク内の流体挙動におよぼす影響を調べた。また解析モデルを考案してアレージが駆動されるメカニズムを説明し、ベーン形状 n 、接触角 θ_a 、加速度 a およびアレージ体積 VL_U がアレージの静的安定位置におよぼす影響を明確にした。さらにタンクの適用可能な条件として、アレージをガス出入口に保持するためのこれらのパラメータの範囲を示した。本節では解析で得られたタンクの適用条件に実験結果を当てはめ、実験結果および解析モデルの評価を行う。

解析で述べた図2-11および図2-12に微小重力実験結果を示す。図2-11に示すようにベーン形状が $n=1.5$ のとき、実験条件でのボンド数 Bo が解析で得られた臨界ボンド数 Bo^{**} を下回る場合にアレージはガス出入口に移動し、臨界ボンド数を上回る場合にはアレージはその場で静止する結果が得られた。つまり実験結果と解析結果が一致している。ところが図2-12に示すようにベーン形状 n が0.5で接触角 θ_a が20および40degのとき、実験条件でのボンド数 Bo が臨界ボンド数 Bo^{**} を大きく超えているにもかかわらず図2-12よりアレージはガス出入口に向けて移動することがわかる。つまりこのとき解析と実験結果は一致しない。またベーン形状 n が0.5および1.5で接触角 θ_a が66および90degの場合、解析結果よりボンド数 Bo が0でもアレージをガス出入口に保持できないことがわかる。図2-4に示すように実験結果でもアレージはほとんど移動しないことが分かり、この点で解析結果と実験結果は一致する。

ベーン形状 n が0.5で接触角 θ_a が20および40degのときに実験と解析の結果が一致しない原因を以下に示す。

通常重力から微小重力に加速度がステップ的に変化する場合の気液界面の応答は、微小重力における静的形状を中心とした減衰振動となり、静的形状に到達するまでにオーバーシュートが起こる。このオーバーシュート量は固体壁の間隔が大きく、液粘性および接触角が小さいほど大きい⁽⁶⁶⁾。つまりベーン形状 n が0.5で接触角 θ_a が40deg以下では微小重力突入時の気液界面のオーバーシュート量が大きく、この瞬間にアレージと固体壁間に液膜が形成されている。濡れた壁面に対する接触角が小さくなる⁽⁶⁷⁾ことを考慮すると図2-7に示したように

キャピラリ圧 Δp_c が大きくなることから、微小重力突入直後は液膜を考慮していない本解析結果に比べアレッジが移動し易くなっている。本研究ではこれが不一致の原因と考える。べーン形状 n が 0.5 で接触角 θ_c が 0deg のとき、実験結果と解析結果が一致している。しかしこの条件でも実験では気液界面のオーバーシュートの影響が含まれており、実験結果と解析結果が一致しているものの本解析モデルでは厳密性に欠けると考えられる。

べーン形状 n が 0.5 で接触角 θ_c が 40 deg 以下の条件では微小重力突入時の気液界面のオーバーシュートによる液膜が形成されるため、これを考慮していない本解析結果より実際はアレッジが移動し易い。解析をより厳密にするには微小重力突入時の気液界面の過渡応答を考慮した非定常解析が必要となるがこれは今後の課題とする。

解析で得られたタンクの適用可能な条件 (図 2-11 および 図 2-12) は、ミッション要求で与えられる液体の種類および加速度の条件の下で、タンクの大きさを決定するための設計基礎データとなる。べーン形状が小さい場合に実験結果と一致しない問題点があるが、解析結果で求められたアレッジがガス出入口に保持されるための接触角 θ_c 。べーン形状 n の条件で、実験によりアレッジがガス出入口に保持されることが確認された。つまり本解析結果は安全側の設計指針を与えるため、べーン型表面張力タンクの設計に役立つものと考えられる。

2.4 ベーン枚数および形状がタンク内の流体挙動におよぼす影響

本節では実機に近い三次元形状のタンクにおいて、べーン枚数 Z および形状 n がタンク内の流体挙動におよぼす影響について論じる。JAMIC 落下坑を利用した微小重力環境下におけるタンク内の流体挙動の観察結果および解析結果について述べ、両者の比較検討結果について述べる。

2.4.1 実験方法

図 2-13 にアレッジ挙動の観察実験の供試体を示す。供試体は 2 つの亚克力樹脂製直方体ブロックにそれぞれ半球 (半径 28mm) をくり抜き、重ね合わせてブロック内部の空間を球形としてタンクの内壁を模擬している。べーンは直径 4mm の棒に接着した (以後この棒をべーン支持棒と呼ぶ)。べーンの支持棒がガス出入口に向けて移動するアレッジの動きを妨害することを防ぐため、これを液出入口側で保持した。なおべーン形状 n を 0.5 および 1.5、高さを $f_1/R=0.28$ 、枚

数 Z を 8 および 12 とした。

液体には動粘性係数 ν_l が $0.65 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ のシリコン油 (信越化学製 KF-96L) を使用した。液体の密度 ρ_l は $757.48 \text{kg}/\text{m}^3$ 、亚克力壁に対する接触角 θ_c は 0 deg であった。

アレッジの挙動はタンクの側面および上面の二方向から 8mm ビデオカメラ (ソニー製 CCD-TR900) で収録した。本研究では通常重力環境下で予めアレッジを液出入口とガス出入口の midpoint に配置、つまり液出入口とガス出入口を水平にし、微小重力突入時のアレッジおよび液体の挙動を観察した。

2.4.2 実験結果

図 2-14 にアレッジ挙動の観察結果を示す。図で微小重力環境下での結果は

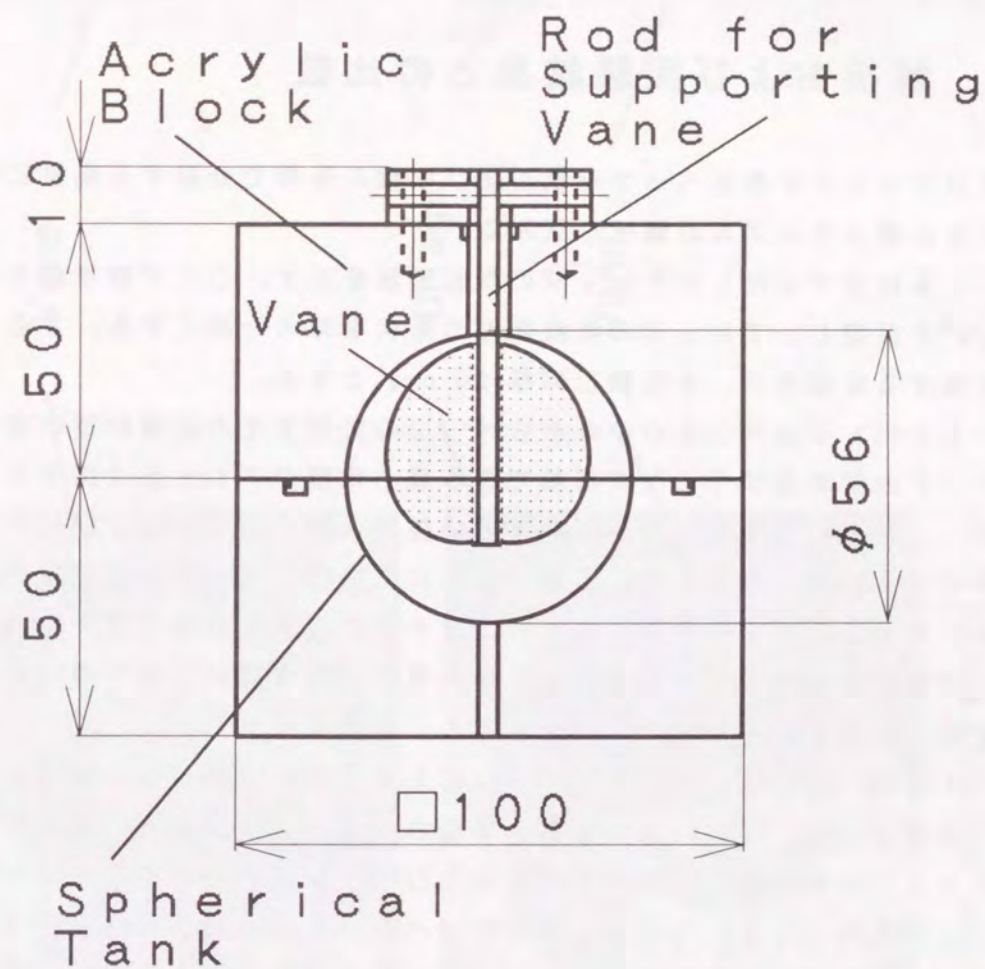


図 2-13 アレッジ挙動観察実験供試体

、アレッジの動きが十分減衰した時点での結果を示す。ペーン枚数 Z が 8 でペーン形状 n が 0.5 の場合、アレッジはガス出入口に向けて移動し (図 2-14 (a))、減衰振動した後ガス出入口に保持された。さらにペーン枚数 Z が 12 で形状 n が 1.5 の場合も同様の傾向が観察された (図 2-14 (b))。ところがペーン枚数 Z が 8 でペーン形状 n が 1.5 の場合、アレッジはわずかにガス出入口に向けて移動した後 3 つに分裂し、その場に静止した (図 2-14 (c))。アレッジが静止するのはペーンの先端およびタンク内壁に、分裂したアレッジが内接しないためである。

前節では二次元ペーン型表面張力タンクの適用条件として、液の固体壁への接触角 θ と臨界ボンド数 Bo^{**} の関係を明確にした。本実験条件でのボンド数 Bo は 0.67 で前報の二次元タンクにおける適用条件を満足しているが、アレッジが分裂した場合には表面張力タンクとして機能していないことになる。つまり 3 次元ペーン型表面張力においては二次元タンクにおける適用条件に加え、ペーン枚数 Z に関する条件が付加されることになる。

2.4.3 解析および実験結果との比較

本節ではアレッジがあるペーン形状および枚数の条件で分裂する現象に着目し、解析により分裂メカニズムの解明を試みる。

図 2-15 にモデル化したアレッジの断面形状を示す。ここで簡単のため加速度を 0 m/s^2 と仮定し、アレッジの気液界面の形状を球の一部とする。さらに液の固体壁に対する接触角 θ を実験と同様に 0 deg とする。

図 2-15 (1) ではタンクの中心からペーンの先端までの距離が短い場合における、タンク内壁およびペーンに接触できる最小体積のアレッジ (図中の A) を示す。アレッジの断面形状はタンク内壁との接点 (図中の a) およびペーン先端の点 (図中の b、c) を通る円になる。さらにこの円はペーンの延長線からはみ出す部分を有する。つまり隣接するペーンとタンク内壁に接触するアレッジ (図中の B) が存在する場合、アレッジ A と B に重なり合う部分 (図中の C) が存在する。このことはアレッジ A と B が合体することを意味する。

図 2-15 (2) にタンク中心からペーンの先端までの距離が長い場合における、タンク内壁およびペーンに内接する最小体積のアレッジ (図中 A) を示す。この場合のアレッジの断面形状はタンク内壁およびペーン上の交点を接点 (図中の a、b、c) とする円となる。つまりこの円にはペーンの延長線からはみ出す部分が存在しない。このことは隣接するペーンとタンク内壁に接触するアレッジ (図中の B) は合体せず、それぞれ隣接するペーンの間には存在することになる。すなわ

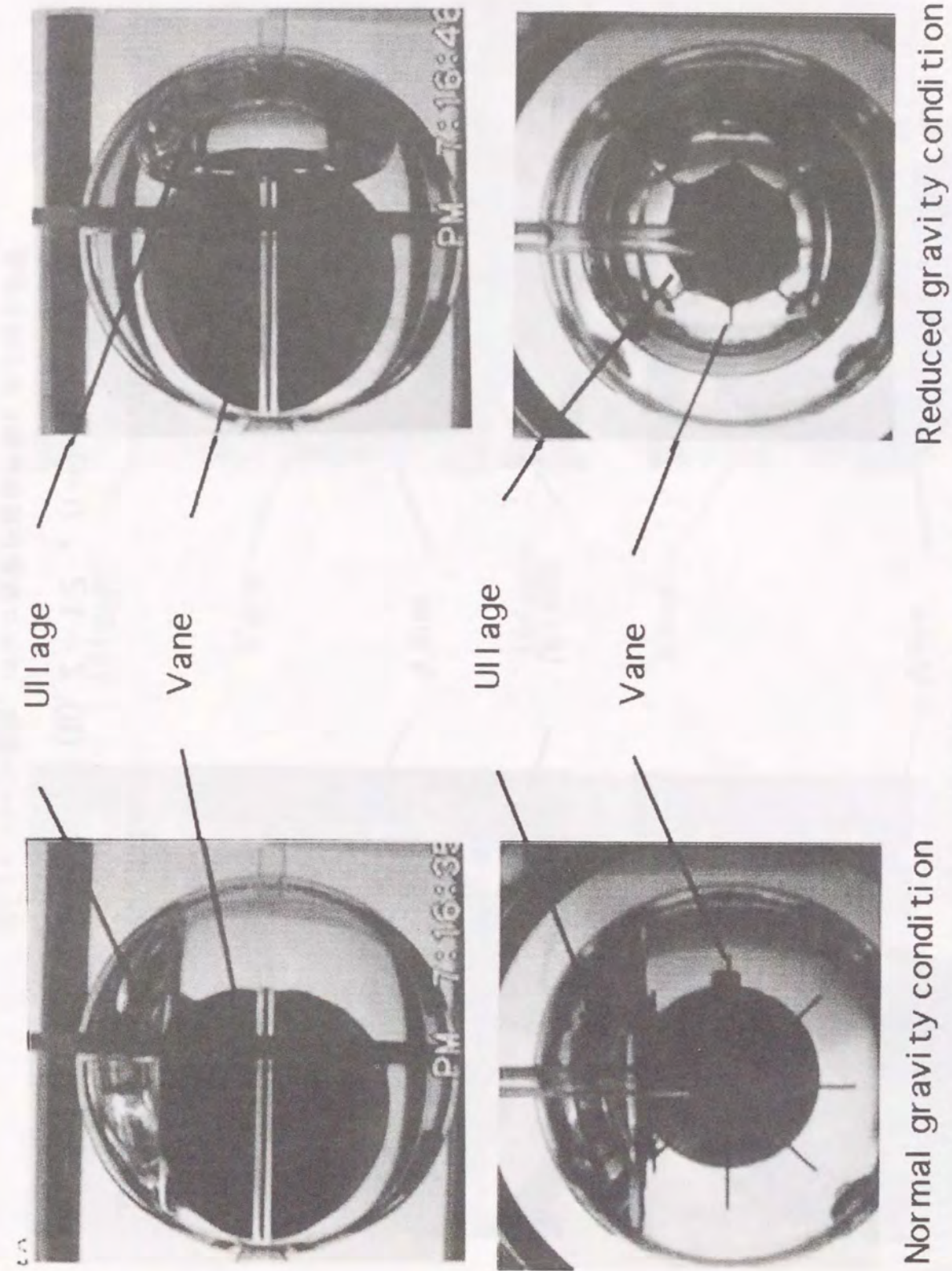
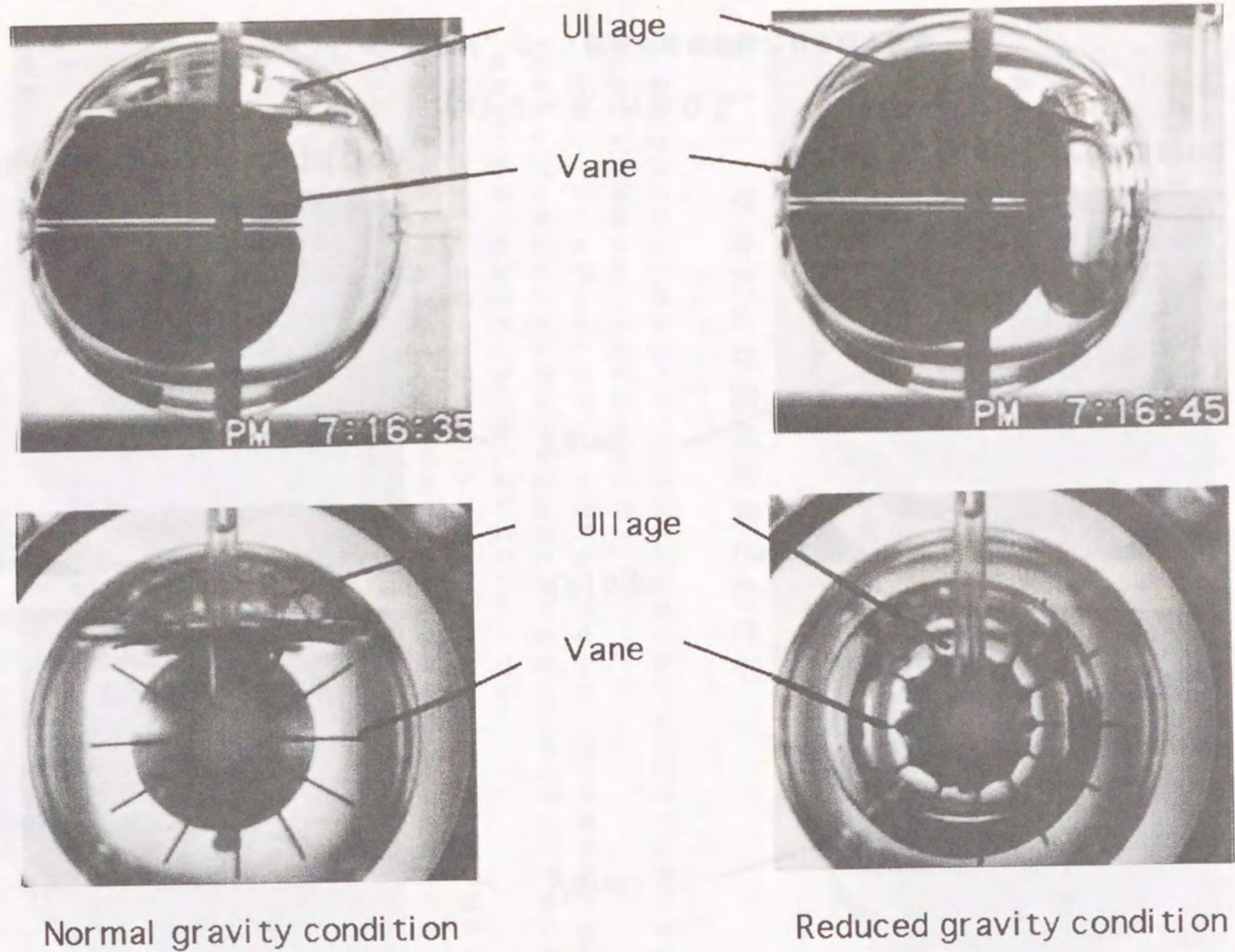


図 2-14 ペーン形状、ペーン枚数が流体挙動におよぼす影響

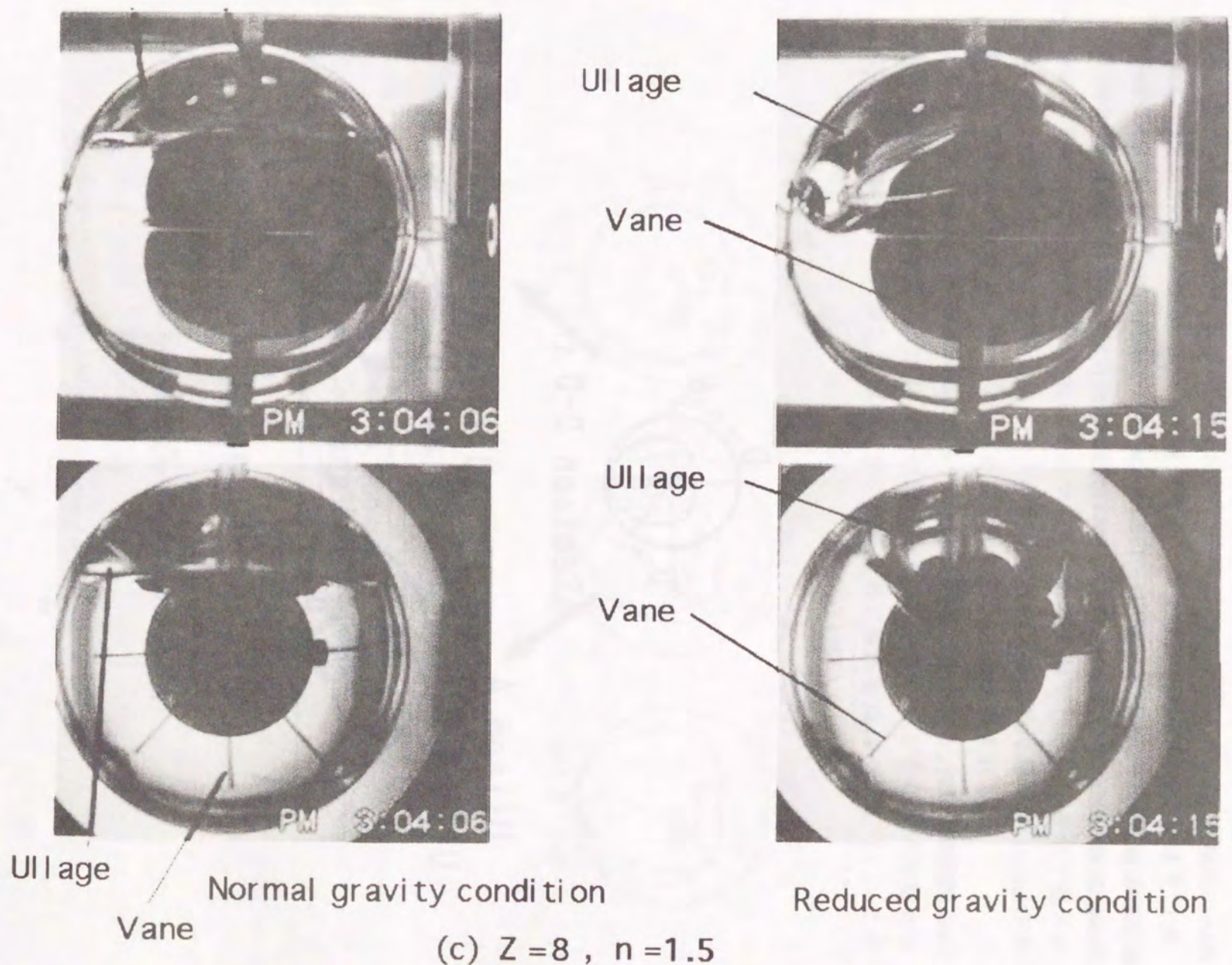


Normal gravity condition

Reduced gravity condition

(b) $Z = 12$, $n = 1.5$

図2-14 ベーン形状、ベーン枚数が流体挙動におよぼす影響



Ullage Normal gravity condition

Vane

Reduced gravity condition

(c) $Z = 8$, $n = 1.5$

図2-14 ベーン形状、ベーン枚数が流体挙動におよぼす影響

ちアレッジAまたはBの体積を超えるアレッジは分裂するか、アレッジCのようにベーン内部に取り込まれる。いずれの場合もベーン先端とタンク内壁の隙間にアレッジが存在しないため、ベーンによるアレッジの駆動は行われない。

次にアレッジを分裂させない条件、つまりタンク中心からベーン先端までの距離の最大値 l_{max} を求める。図2-15の水平面となす角 ϕ の面D-Dによるベーンの断面図において、隣接するベーン間の角度 α は(2.8)式で与えられる。

$$\tan(\alpha/2) = \cos\phi \cdot \tan(2\pi/Z) \quad (2.8)$$

この α を用いると、 l_{max} は(2.9)式で与えられる。

$$l_{max} = R \frac{\cos(\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)+1} \quad (2.9)$$

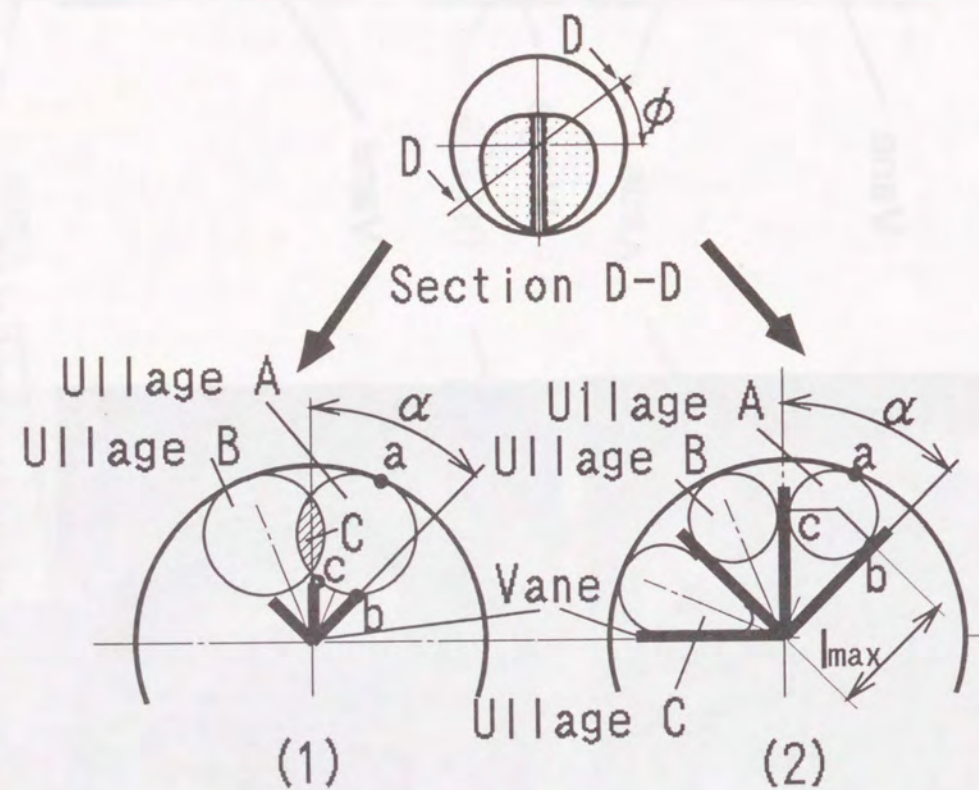


図2-15 アレッジ分裂のモデル

図2-16に ϕ と l_{max} の関係を示す。なお図にはベーン形状も合わせて示している。図2-16よりベーン形状 n が1.5でベーン枚数 Z が8および12の条件でタンク中心とベーン先端の距離が l_{max} を超えている部分が存在し、アレッジが分裂する可能性がある。

図2-17に以上の考察より導いたアレッジが分裂しないためのベーン形状の限界を示す。図中の曲線の下側の領域ではタンク中心とベーン先端の距離が l_{max} を超えている部分が存在せず、アレッジの分裂が生じないことが予想される。一方曲線の上側の領域ではタンク中心とベーン先端の距離が l_{max} を超えている部分が存在し、アレッジの分裂が生じることが予想される。

図2-17の中に実験結果を示す。ベーン枚数 Z が8のとき、解析で推測した条件において実験結果よりアレッジの分裂および非分裂が起こることが確認された。ところがベーン枚数 Z が12のとき、実験結果と解析結果は一致しない。この

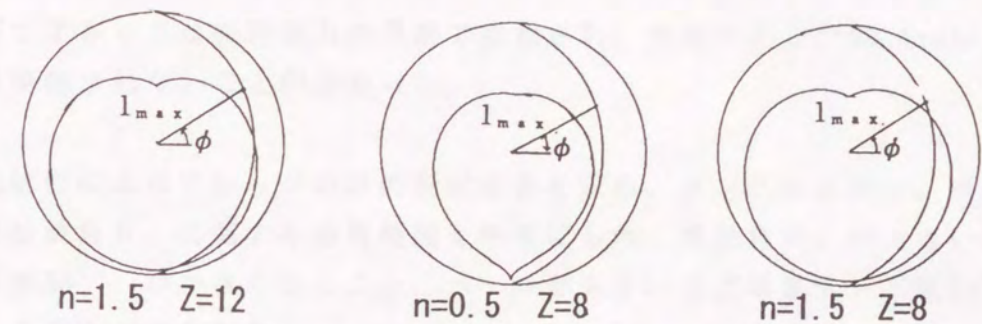


図2-16 ϕ と l_{max} の関係

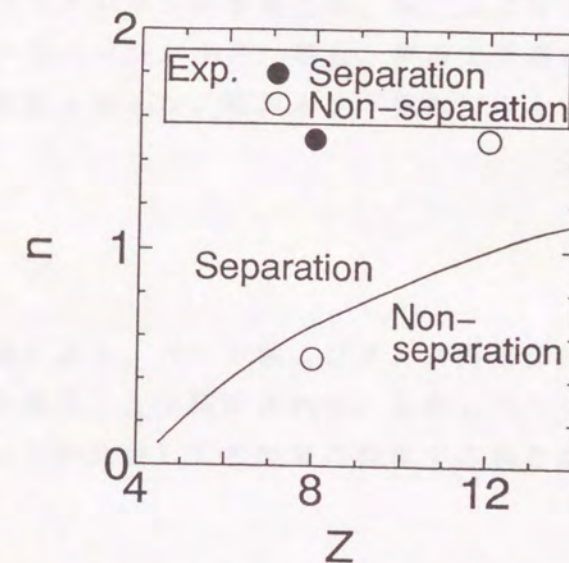


図2-17 アレッジが分裂しないためのベーン形状の限界

原因として図2-16よりペーン形状 n が1.5でペーン枚数 Z が12のときはペーン形状の限界曲線からはみ出した部分が小さく、気液界面の形状等本モデルの精度上の問題から実験結果を再現できなかったことが考えられる。

解析で得られたペーン形状 n の適用条件(図2-17)は、ペーン枚数 Z が多い場合に実験結果と一致しない問題点がある。また実験点数が少ないために解析モデルの妥当性が完全に立証されたとは言えない。ところがアレッジの分裂メカニズムの解明の目途が得られ、図2-17はペーン型表面張力タンクのペーン形状と枚数に関する基礎データとして設計に適用できるものとする。

2.5 まとめ

本節ではペーン型表面張力タンクにおいて、ペーンの形状 n 、枚数 Z 、液体の固体壁に対する接触角 θ 、および加速度 a が、タンク内部の液体およびアレッジの挙動におよぼす影響を微小重力実験および解析で検討した。二次元タンクおよび三次元タンクで得られた知見をそれぞれ以下にまとめる。

・二次元タンク

(1) 微小重力実験よりペーンが大きい場合($n=1.5$ 、 $f_1/R=0.28$)、接触角 θ_c が20deg以下でアレッジはガス出入口に向けて表面張力の作用で駆動され、接触角 θ_c が40および90 degでアレッジは駆動されないことが分かった。

(2) 微小重力実験よりペーンが小さい場合($n=0.5$ 、 $f_1/R=0.28$)、接触角 θ_c が40deg以下でアレッジは表面張力の作用で駆動され、接触角 θ_c が66 deg以上でアレッジは駆動されないことが分かった。

(3) 二次元解析によりアレッジの静的安定位置を求め、タンクの形状 n 、ボンド数 Bo および接触角 θ_c に関する適用範囲を明確にした。接触角 θ_c が大きいほど臨界ボンド数 Bo^{**} が小さくなること、ペーンが大きいほど臨界ボンド数 Bo^{**} が大きくなることが示された。

(4) 実験結果と解析結果を比較し、ペーンが大きい場合、解析で予測された臨界ボンド数 Bo^{**} 以下でアレッジが駆動され、 Bo^{**} 以上でアレッジが駆動されないことが示された。一方ペーンが小さい場合、解析で予測された臨界ボンド数 Bo^{**} 以下でアレッジが駆動されるが、臨界ボンド数 Bo^{**} 以上でもアレッジが駆動される結果が得られた。

・三次元タンク

(5) 微小重力実験により、ペーンおよびタンク内壁に内接するアレッジが表面張力の作用で駆動されることが確認された。しかしペーン形状 n および枚数 Z の条件により、アレッジが分裂してその場に滞留する場合がある。

(6) アレッジが分裂するペーン形状および枚数に関する条件を解析により明確にした。ペーン枚数 Z が 8 の場合、解析で予測した条件で、アレッジの分裂が起こることが微小重力実験で示された。

3. ベーン型表面張力タンクへの液充填時の流体挙動⁽⁵⁵⁾

3.1 緒言

これまでの表面張力タンクは主に人工衛星の燃料タンクとして用いられてきた。つまりタンクからの液の排出のみが行われてきた。ところが将来の宇宙活動では宇宙ステーションや軌道間往還機等において、軌道上での燃料補給が頻繁に行われる⁽⁵⁸⁾⁽⁵⁹⁾。つまり微小重力環境下においてタンクからの液の流出および流入が繰り返される。さらに液体の種類が飲料水用の水、燃料用のヒドラジンおよび液体水素、冷媒用の液体ヘリウム等の多岐にわたる。

タンクに液を充填する方法として、タンク内部を予め真空に保持する方法がある。液体をガス圧もしくはポンプにより駆動すれば、液体をほぼタンク内に充填することが出来る。この際特にタンク内部で気液分離や気液界面の安定化を実現する必要はない。しかしこのタンクから液を再供給することを考慮すれば、液を充填する際に気液界面を平坦に保持し、ガスの液中への巻き込みを防ぐ必要がある。さらに極低温液体をタンクに充填する際、揮発性が高いために外部からのわずかな熱侵入によりタンク内圧が上昇し、液の充填が困難になる。極低温液体においてタンク内圧の上昇を防ぐ方法として、(1) タンク内壁を十分冷却し、タンク内圧の上昇を防ぐ方法⁽¹³⁾⁽⁶⁰⁾⁽⁶¹⁾⁽⁶²⁾、(2) タンク内部の液体の入口近傍に邪魔板を設けて気液界面を平坦に保持し、ベント口から液の流出なしにガスを逃がす方法⁽¹³⁾⁽⁶²⁾、が検討されている。(2)の方法はシステムが単純で軽量化が図れるため、将来の宇宙活動への適用が有望であるが、この場合も気液界面の平坦化が鍵となる。

本研究ではベーン型表面張力タンクを、液体の充填が可能なタンクに適用することを検討する。2章で述べたようにベーンには表面張力の作用で液体の位置を液出入口に保持する作用を持つが、液体の流入流速が小さい場合にこの作用が機能して気液界面が平坦に保持され、ガスの巻き込みおよびベント口からの液の流出が防がれることが期待できる。ところがこれまでベーン型表面張力タンクは専ら燃料の供給タンクとして用いられてきたため、タンクに液体が流入した場合の

液体挙動が検討された例は少ない。

本章ではまず現象の把握が容易な二次元形状のベーン型表面張力タンクに液体を流入させ、流入流速が液体挙動におよぼす影響について検討した。その結果を3.2節で述べる。なおここではJAMIC 落下坑による微小重力実験および流体解析コードを用いた数値解析を実施した。次に実機に近い三次元形状のタンクについて、液流入時の液体挙動を微小重力環境下で調べた。この結果について3.3節で述べる。

3.2 二次元ベーン型表面張力タンク内の液体挙動

二次元形状のベーン型表面張力タンクを製作し、液流入時の液体挙動を観察した。さらに汎用流体解析コードFLOW-3Dを用いた流動解析を実施し、実験結果との比較検討を行った。

3.2.1 実験方法

図3-1に二次元形状のベーン型表面張力タンクを示す。供試体は内径Rが28mmの円筒（二次元タンク）の内部に断面をベーン形状とした柱（二次元ベーン）を設置した構造である。なお円筒の下部には液の流入出口を模擬した幅5mmのスリットを、円筒の上部にはガス流入出口を模擬した幅2mmのスリットを設けた。ベーンの形状を表す式は2章で述べたものと同一で、本章で述べる実験ではベーン形状を $n=1.0$ 、 $f_1/R=0.28$ に固定した。なおタンクおよびベーンの材質は内部を観察できるようにアクリル樹脂とした。

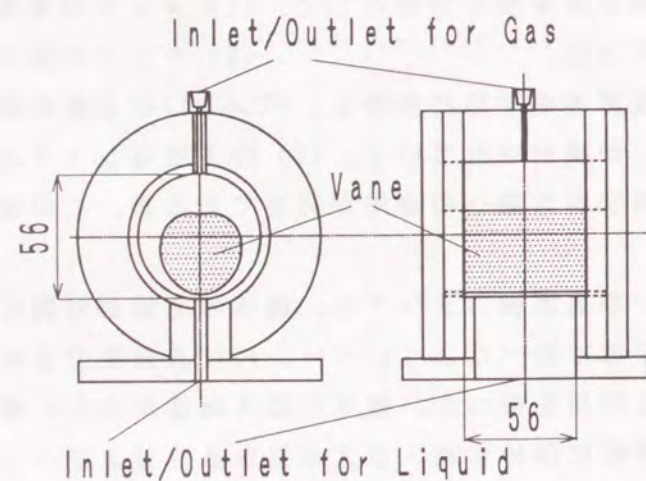


図3-1 二次元形状のベーン型表面張力タンク

図3-2に実験装置の系統を示す。タンクへの液の供給は二次元タンク下部に取り付けたピストンをリニアヘッドモーター（モータに回転運動を並進運動に変換するギアが取り付けられている）で駆動し、シリンダ内の液体を押し出すことにより行った。なお液の流入速度はピストンの並進速度すなわちモーターの回転数により設定した。タンク内部の液体挙動は供試体側面に設置した8mmビデオカメラ（ソニー製CCD-TR900）で収録した。また微小重力環境の形成にはJAMIC 落下坑を用いた。このため、実験シーケンスは遠隔自動操作とした。つまり液の供給は、落下時にJAMICのインターフェイスから供給されるデジタル信号で、リニアヘッドモータを駆動する方法をとった。なおリニアヘッドモータの駆動は、落下のデジタル信号を受けてから0.5s後に行った。これは落下直後のカプセルの切り放しに伴う、加速度の乱れの影響を逃れるためである。

液体には動粘性係数 ν_1 が $0.65 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコン油（信越化学製KF96L）を用いた。液体の温度は 25°C で、密度 ρ_1 が 756 kg/m^3 、表面張力 σ が 15.9 dyn/cm であった。またタンク内壁およびベーンに対する接触角 θ_c はほぼ 0 deg であった。

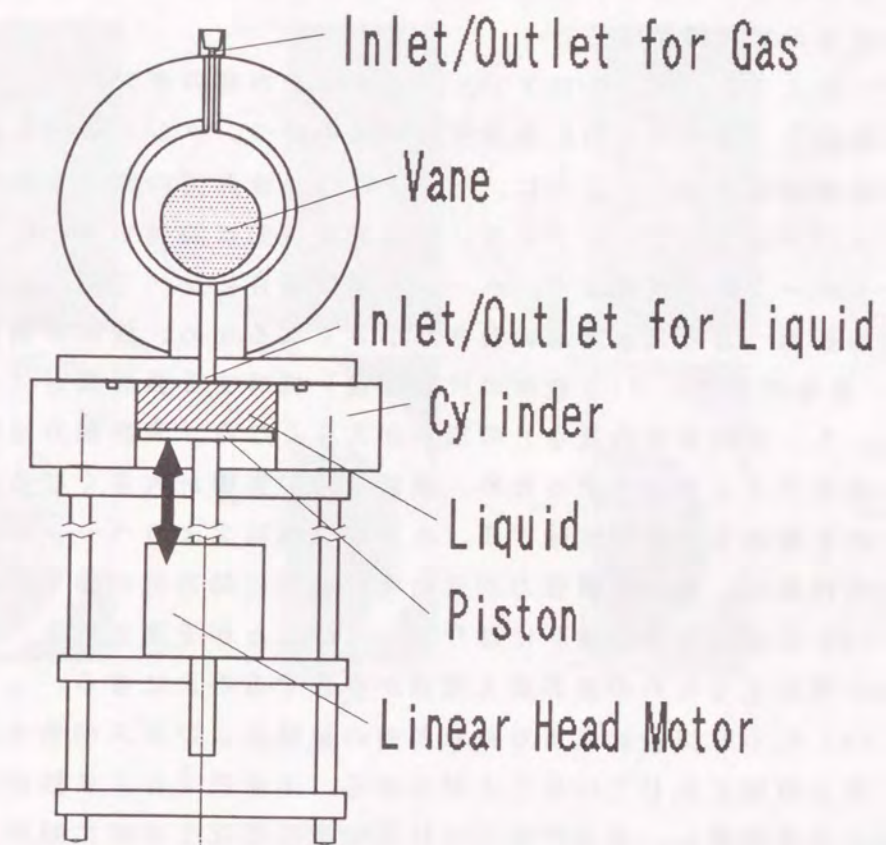


図3-2 実験装置の系統

3.2.2 実験結果

本実験では液の流入流速がタンク内の流体挙動におよぼす影響を調べた。液の流速は以下の三種類とした。なお括弧内に液入口のスリット間隔を代表長さとするレイノルズ数を示す。

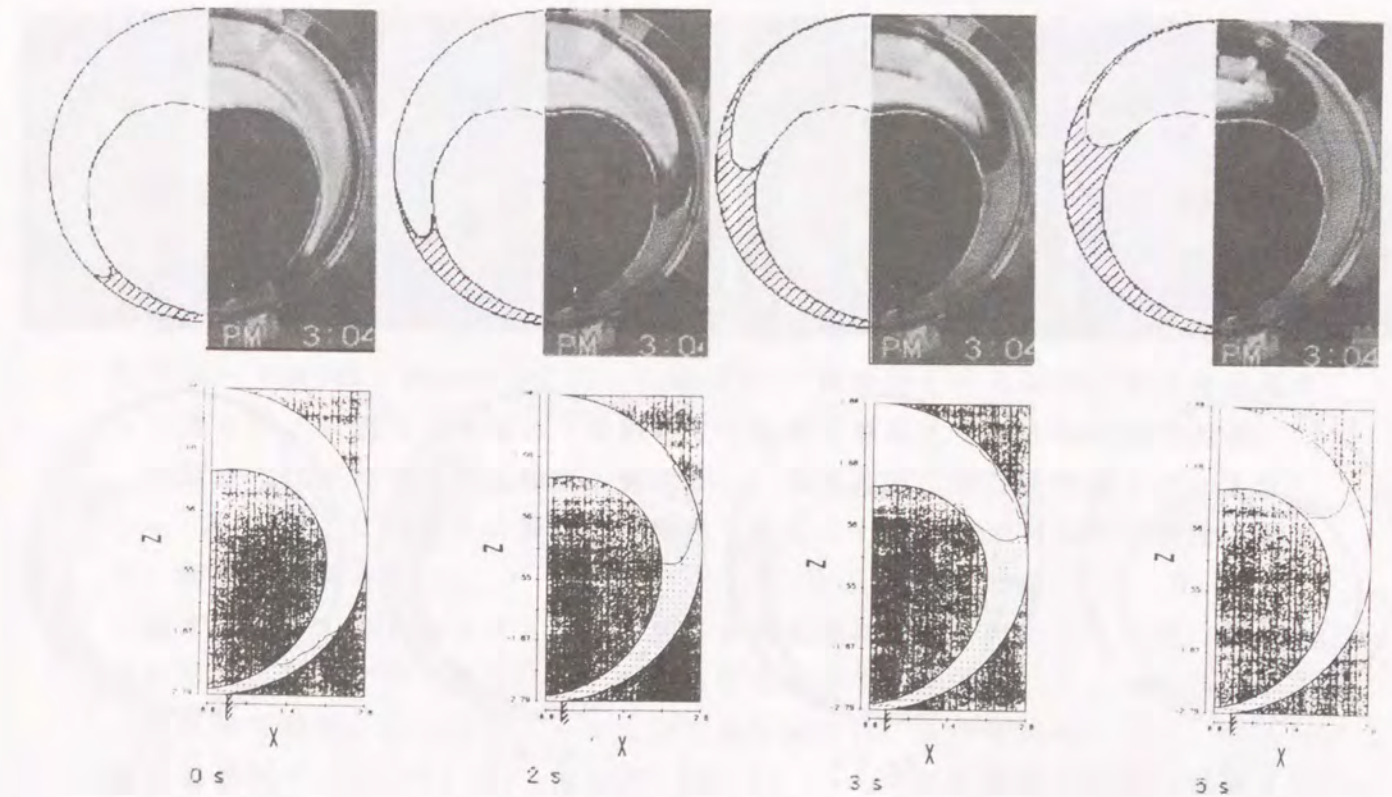
$$U_i = 1.23 \times 10^{-2}, 1.23 \times 10^{-1}, 2.46 \times 10^{-1} \text{ m/s}$$

$$(9.46 \times 10^1) (9.46 \times 10^2) (1.89 \times 10^3)$$

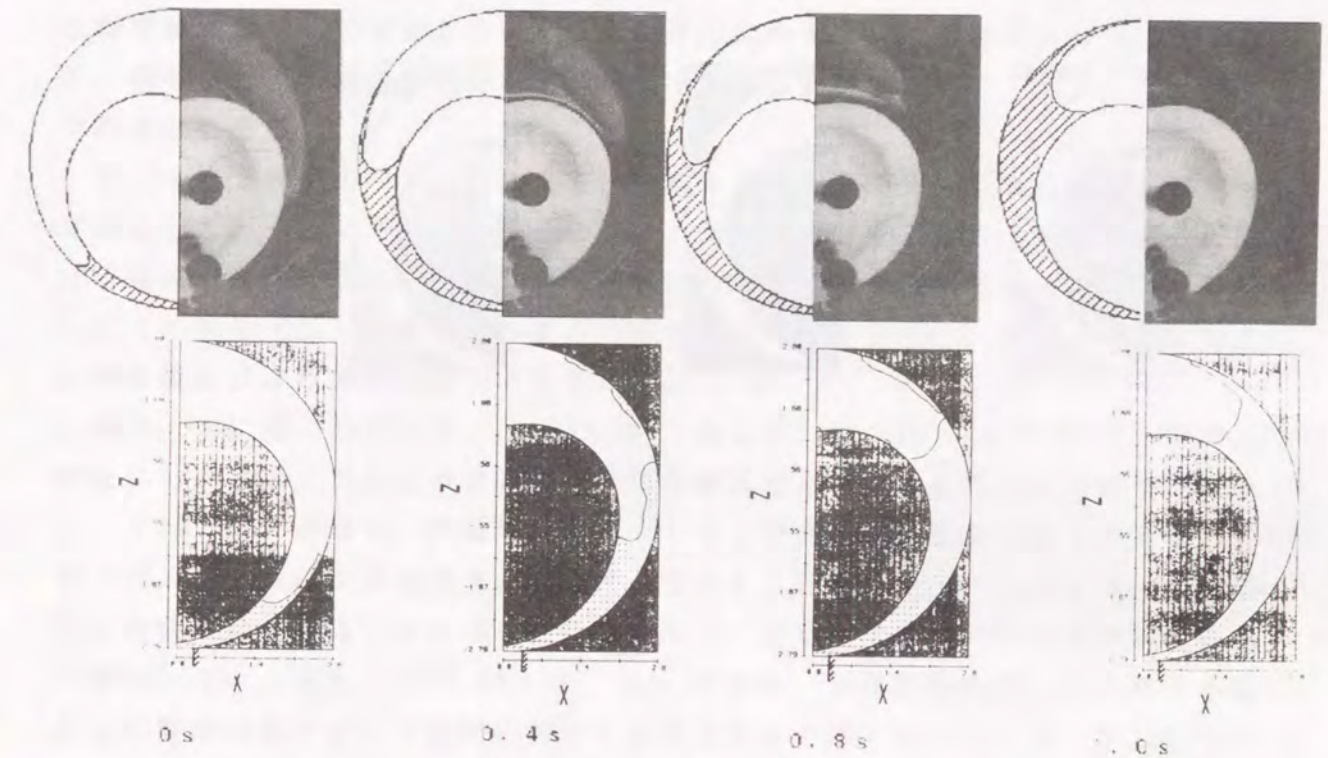
図3-3に液流入時のタンク内の液体挙動を示す。図中の上段に実験結果を、下段に後述する解析結果を示す。流入流速 U_i が $1.23 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ (図3-3(a)) および $1.23 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ (図3-3(b)) の場合、気液界面の形状は液体側に凸になってその形が変形することなく保持されていることが分かる。ところが流速 U_i が $2.46 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ (図3-3(c)) の場合、液流入直後にベーンの底部で気液界面が破碎してガスを巻き込み、液中に気泡が形成されている。これらの気泡に作用する浮力は微小であり、気泡の直径が小さいためにベーンおよびタンク内壁に接触せずその場で滞留する。

2章で述べたように、ベーンはアレージ(タンク内部のガスの部分)を表面張力の作用で駆動し、ガス出入口に保持する作用を持つ。タンクに液を流入させる際は本章の実験結果で述べたように、ベーンには気液界面の変形を小さくし、安定に保持する作用があることが分かる。これを定性的に説明すると以下になる。つまりベーンが存在により、ベーンが無い場合に比べて液入口から流入する液体の流路断面つまり気液界面の長さが小さくなるため、液体の慣性力 ($\rho_l U_i^2$ 、 ρ_l : 液体の密度、 U_i : 液体の代表流速) に対する表面張力 (σ/L 、 σ : 表面張力、 L : 気液界面の長さ) の割合が大きくなる。表面張力は気液界面の変形に対し復元力として作用するため、表面張力の影響が大きくなることは気液界面の安定性を強めることを意味する。さらに実験結果よりベーンによる気液界面の安定化の作用は、流体の慣性力が低い低流速時に効果的に働くが、高流速時(図3-3(c)に示す実験結果)には作用しないことが予測される。つまり気液界面を安定に保持するための限界流入流速が存在することになる。

図3-3(c)に示す実験結果より気液界面の破碎およびガスの巻き込みは液の流入直後の微小時間に生じていることが分かる。本研究ではコマ数が1/30sの8mmビデオカメラを使用し、さらに液入口付近の流動状況を詳細に観察していないため、実験結果からガス巻き込みのメカニズムを詳細に検討することが出来なかった。そこで本研究では次小節に示すように汎用の流体解析コードを用いて液体

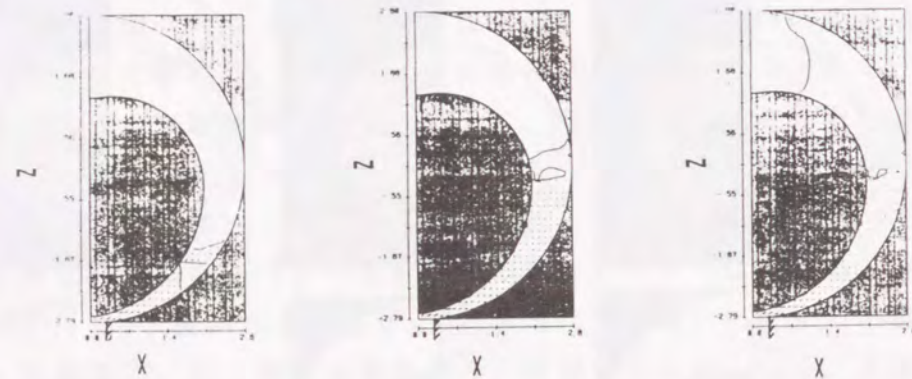
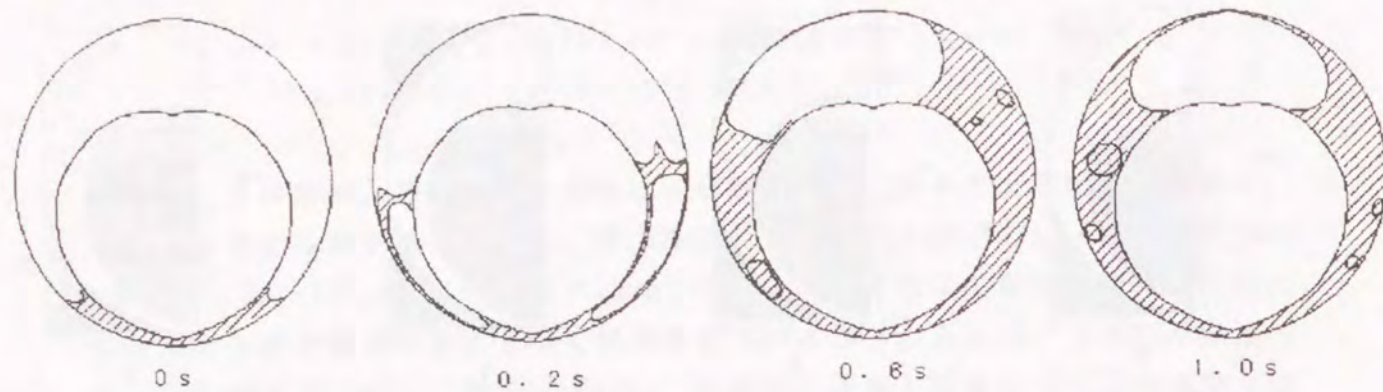
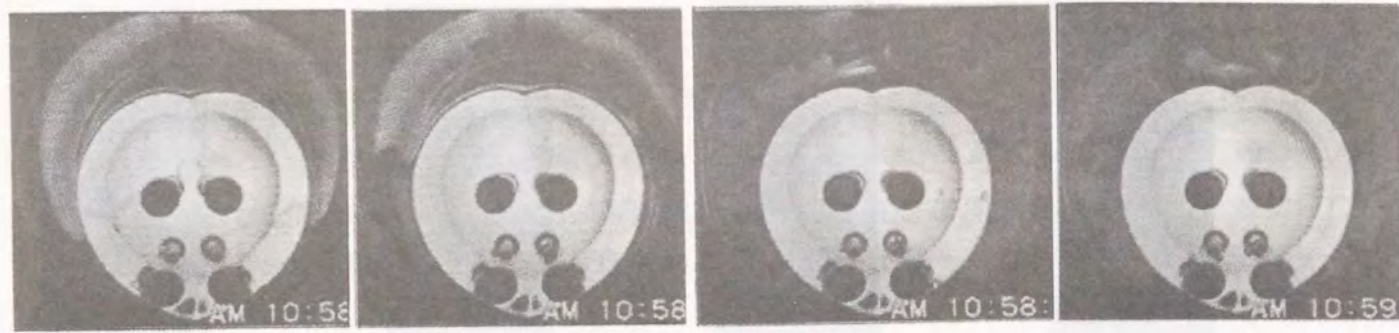


(a) 流入流速 $U_i = 0.012 \text{ m/s}$



(b) 流入流速 $U_i = 0.12 \text{ m/s}$

図3-3 流入流速が流体挙動におよぼす影響



(c) 流入流速 $U_i = 0.25 \text{ m/s}$

図3-3 流入流速が流体挙動におよぼす影響

挙動を解析し、ガス巻き込みのメカニズムを検討する。

3.2.3 タンク内流動の数値解析

汎用の流体解析コードFLOW-3Dを用いて液流入時の液体挙動を解析した。この解析コードはVOF (Volume of Fluid Method) 法を用いたもので、気液界面を含んだ流れや、表面張力や濡れ(接触角)の影響を考慮することも可能である。

本研究では流れ場を非圧縮性、層流とし、気液界面の存在を考慮した。また $\rho_g \gg \rho_l$ でガスに作用する慣性力を無視できることから、ガス内部の流動を解かず、圧力を一様とした。

まず実験で実施したパラメータで液体挙動を解析した。図3-3下段に解析結果を示す。ここではz軸上に流れ場が対称な境界条件を設け、 $x \geq 0$ の領域のみの流れ場を解析した。なおメッシュ数をx方向に20、z方向に40とした。図より流入流速が $U_i = 1.23 \times 10^{-2}$ および $1.23 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ で気液界面が安定に保持され、流入流速が $U_i = 2.46 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ でガスを巻き込むことが分かる。この点で実験結果と一致している。しかし気液界面の形状を比較すると解析結果では気液界面の固体壁に対する接触点において、接触角の条件 $\theta_c = 0$ を満足しない場合がある。接触点付近の液体挙動を厳密に解析するには固体壁近傍のメッシュ数を増やす必要がある。

3.2.2節で述べたように、ガスの巻き込みは液の流入直後に液の入口部分で発生した。そこでガス巻き込みのメカニズムを検討するため、液入口付近における液流入直後の流体挙動を詳細に解析した。なお解析範囲を液入口近傍に限定したため単位メッシュあたりの長さは前述の解析より小さく、気液界面の接触点近傍の流れはより厳密に解析できている。

図3-4に流入流速が $U_i = 1.23 \times 10^{-1}$ および $2.46 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ での、液流入直後における液入口付近の流動状況の解析結果を示す。図より流入流速が $U_i = 1.23 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ の場合、気液界面のペーンおよびタンク内壁に対する接触点の、ガス出入口へ向けた移動速度がほぼ同一であることが分かる。その結果、気液界面の形状は静止液体における形状に近くなり、安定に保持されてガスの巻き込みは発生しない。一方 $U_i = 2.46 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ の場合、気液界面のペーンに対する接触点の移動速度がタンク内壁に対する移動速度より速くなっている。そしてペーンに沿う液の厚みが大きくなり、対面のタンク内壁に到達する。その結果液体内部にガス相が形成される。液の流入流速が大きい場合に、ペーンに沿う気液界面の接触点の移動速度がタンク内壁に沿う移動速度より高くなる理由を以下に述べる。液流入口よりタンク内壁に沿う流れは突角を曲がる流れとなるため、液入口

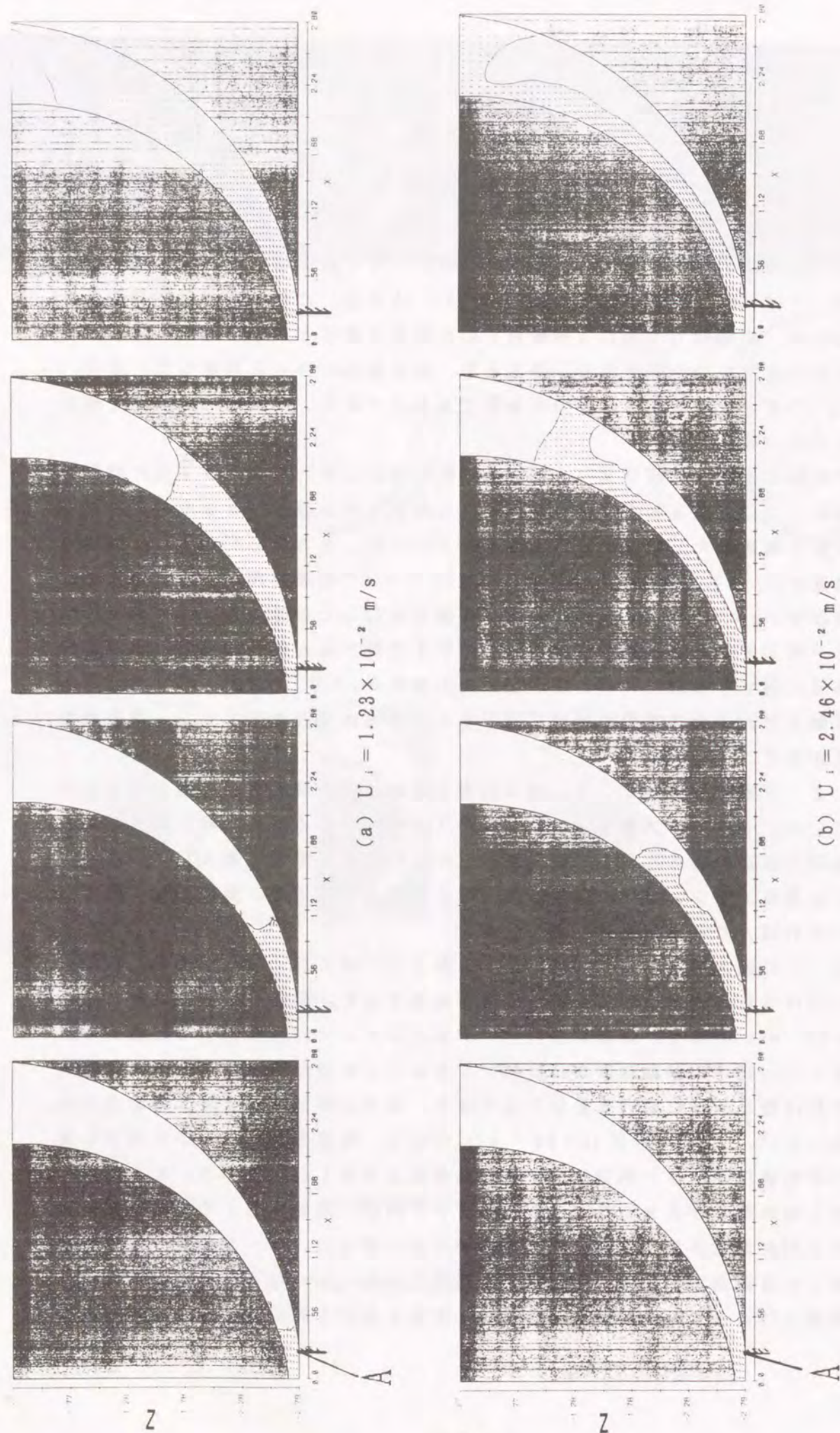


図 3-4 液流入直後における液入口付近の流動状況

管とタンク内壁の交点（図中のA）より下流側での流速は、その他の部分の流速より小さくなる。そしてこれらの速度差は流入流速が大きいほど顕著になる。このため、タンク内壁に沿った流れはペーンに沿った流れより遅くなり、ペーンに沿う気液界面の接触点の移動速度がタンク内壁に沿うそれより高くなる。

3.3 三次元ペーン型表面張力タンク内の流体挙動

実機に搭載される形状に近い三次元形状のペーン型表面張力タンクにおける液体挙動について検討した。ここでは主にペーン枚数が流体挙動におよぼす影響について述べる。さらにガスを巻き込まない限界流速を上昇させる方法として、邪魔板を設置する方法を検討した。

3.3.1 実験方法

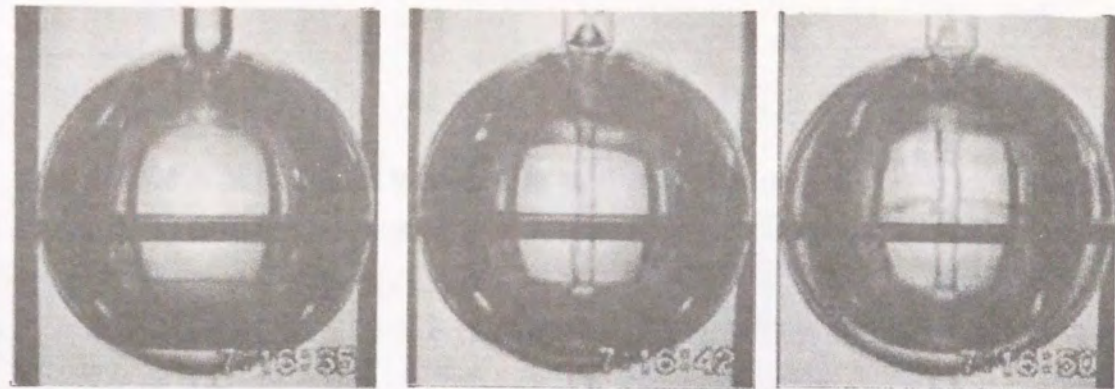
この実験で用いたタンクは2.4節で述べたものとはほぼ同一である。しかしペーンの支持棒はガスの出入口側でサポートした。これは液出入口部の構造を簡略化し、まずは理想的な乱れが少なくガスを巻き込む恐れのない場合における流体挙動を観察するためである。また液の流入出口およびガスの流入出口の直径を4mmとした。また液体供給装置および実験システムは3.1で述べた二次元タンクにおけるものと同じである。ペーン形状は $n=1.0$ 、 $f_1/R=0.28$ に固定し、ペーン枚数 Z を8および16とした。さらに比較のためにペーンを設けない場合も観察した。用いた液体は3.1節と同様に動粘性係数 ν_l が $0.65 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコン油（信越化学製KF-96L）で、密度、表面張力等の物性値も3.1節と同様である。

3.3.2 実験結果

本実験では液の流入流速およびペーン枚数がタンク内の流体挙動におよぼす影響を調べた。液の流速は以下の三種類とした。括弧内に液流入出口の直径を代表長さとするレイノルズ数を示す。

$$U_i = \begin{matrix} 0.29, & 0.41, & 0.66 \text{ m/s} \\ (1.78 \times 10^3) & (2.52 \times 10^3) & (4.06 \times 10^3) \end{matrix}$$

図3-5に液流入時の液体挙動を示す。ペーンを設けない場合、図3-5(a)に示すように流入液体は噴流状になり、ガス流入出口に到達して外部に流出した。

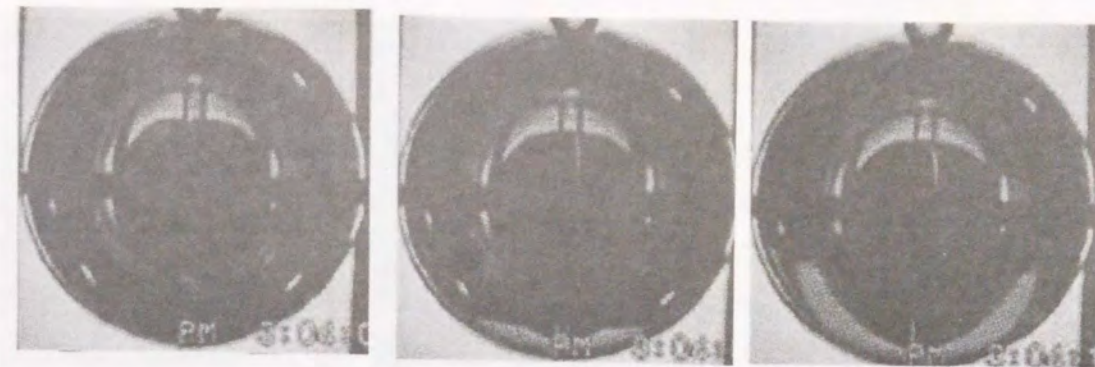


(a) $U_i = 0.41 \text{ m/s}$, $Z = 0$

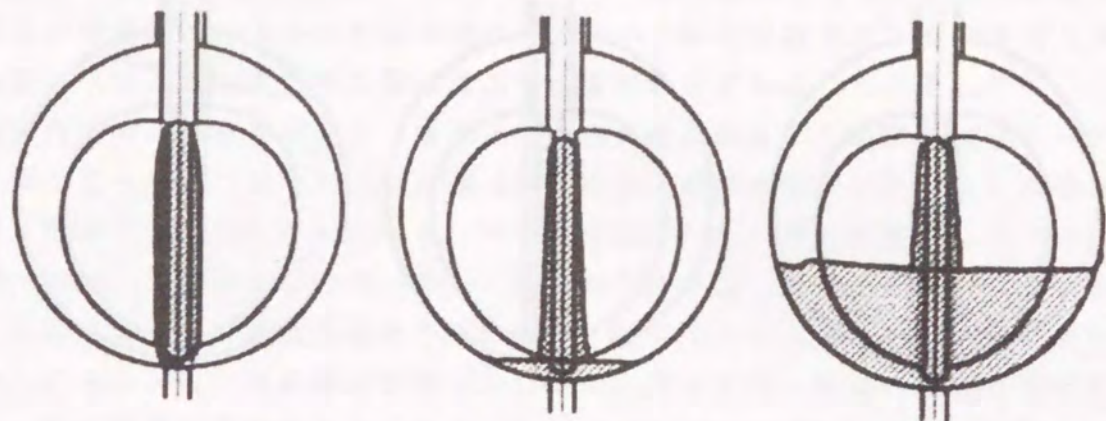


(b) $U_i = 0.41 \text{ m/s}$, $Z = 16$

図 3-5 液流入時の液体挙動

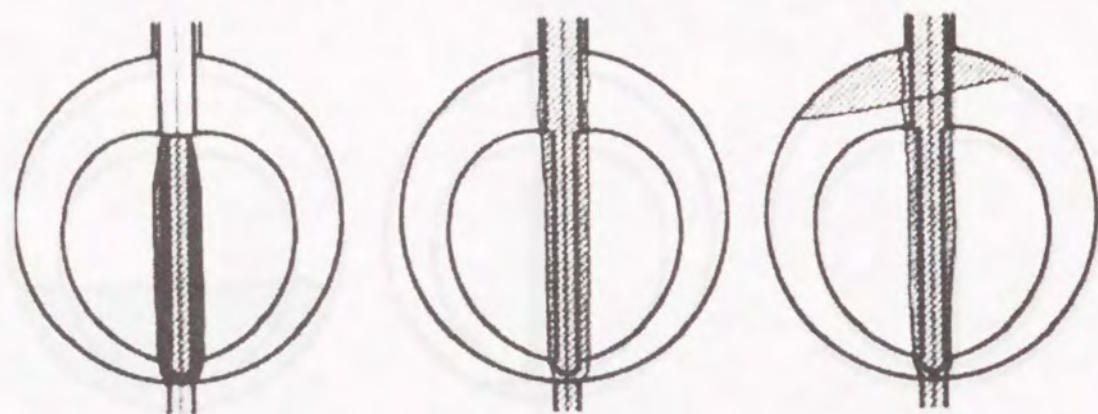


(c) $U_i = 0.29 \text{ m/s}$, $Z = 8$

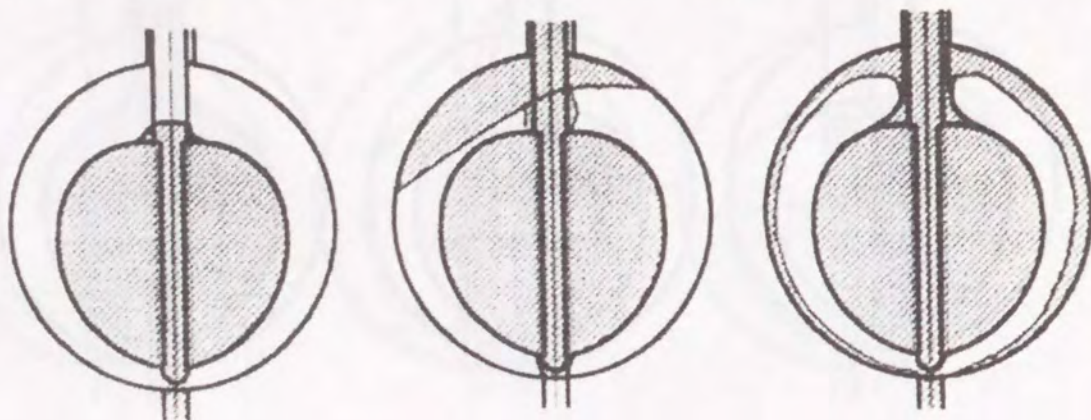


(d) $U_i = 0.41 \text{ m/s}$, $Z = 8$

図 3-5 液流入時の液体挙動



(e) $U_i = 0.66 \text{ m/s}$, $Z = 8$



(f) $U_i = 0.66 \text{ m/s}$, $Z = 16$

図 3-5 液流入時の液体挙動

これは重力が微小なため液体の運動量を減衰させる力がほとんどなく、液体はタンク内部に流入する前の管内の流れを保持しようとするためである。ところがタンク内部にベーンを設けた場合、図 3-5 (b) (ベーン枚数 $Z=16$ 、流入流速 $U_i=0.41\text{m/s}$) および図 3-5 (c) ($Z=8$ 、 $U_i=0.29\text{m/s}$) に示すように気液界面が通常重力環境下のように平坦に保持されていることが分かる。詳細に述べると、液体は流入直後ベーン支持棒に沿って流れてベーン間に保持される。さらに注入を続けると初期段階で注入された液体はさらにベーン間に保持され、その後流入する液体はベーンとタンク内壁の間に流入し、気液界面を形成した。そしてベーンとタンク内壁間の気液界面高さ(液出入口から気液界面までの距離)は各ベーン間で一様となった。つまりタンクの側面から液体の挙動を観察した場合、液面は通常重力環境下のように平坦となる。ベーン枚数が $Z=8$ 、流入流速が $U_i=0.41\text{m/s}$ 、 $U_i=0.66\text{m/s}$ 、 $Z=16$ および $U_i=0.66\text{m/s}$ 、 $Z=16$ の条件では、図 3-5 (d)、(e) および (f) に示すように、気液界面が平坦に保持されずガス出入口からの液流出が見られた。ガス出入口から液流出が見られた場合には以下の二種類の流動形態が見られた。まず流速が比較的大きい場合 ($Z=8$ 、 $U_i=0.66\text{m/s}$ 、図 3-5 (e) に示す) は、ベーン支持棒に沿った流れがベーンにほとんど保持されることなく液出入口の反対側に位置するガス出入口から流出した。次に流速が小さい場合 ($Z=8$ 、 $U_i=0.41\text{m/s}$ 、図 3-5 (d) に示す) は若干量の液がベーンに保持されるものの液の流入に伴ってベーンから液が溢れ出し、液がガス出入口から流出した。なおベーン枚数が多く、流速が大きい場合 ($Z=16$ 、 $U_i=0.66\text{m/s}$)、上記の后者に近い流動形態となった。

以上の結果より、ベーンには液体の運動量を低下させる作用があることが分かる。運動量を低下させる力は、隣接するベーン間およびベーンとタンク内壁間に存在する液体に作用する摩擦力および表面張力であり、これらの力の影響はベーンとタンク内壁間の距離が小さいほど、もしくは隣接するベーン間の間隔が小さい(ベーン枚数が多い)ほど、大きくなることが予測できる。しかし流入流速が大きいか、ベーンとタンク内壁の間隔が大きい(ベーン枚数が少ない)場合、液体の運動量を低下させる作用が小さくなって液体がベーン間に保持されず、ベント口からの液流出が見られたものと考えられる。つまりベント口からの液流出を防ぐための限界流入流速が存在することが分かる。

3.4 考察

ベーン型表面張力タンクを微小重力環境下で液体の流入が可能なタンクとして用いるには、液流入時に気液界面を安定に保持して気液界面からのガスの巻き込

みを防ぐ必要がある。さらに液体の充填の過程でガス出入口からの液の流出は、宇宙空間上で貴重な液体を失うことになるため、防止されなければならない。前節までの検討でペーンは液体の運動量を低下させ、気液界面を安定に保持する作用を有することを示した。ところが流入流速が高い場合に、二次元タンクにおいては液流入口付近で気液界面からのガスの巻き込みが、三次元タンクにおいてはガス出入口からの液の流出が起こった。そこで本節では気液界面を安定に保持するための限界流速について、二次元タンクおよび三次元タンクそれぞれについて検討する。

3.4.1 二次元タンクにおける限界流速

3.2.3節で述べたように二次元タンクにおける気液界面からのガスの巻き込みは、流速が大きい場合にペーンに沿った流れが、タンク内壁に沿った流れより速いことに起因する。さらに液流入口からタンク内壁に沿う流れで特に気液界面の挙動は、前述した液流入管とタンク内壁の交点における突角を曲がる流れの影響以外に、液体の固体壁に対する濡れ性の影響を受けるものと予想される。これについて以下に具体的に述べる。気液界面の固体壁に対する接触点には表面張力が作用する。接触角 θ_c が90deg以下の場合には、表面張力の固体壁の接線方向の成分が接触点を気相側（この場合はガス出入口側）に加速する作用を持つ。接触角 θ_c が小さいほど表面張力の接線成分が大きくなるため、気液界面の接触点を加速する作用が大きくなる。そして気液界面のタンク内壁側の接触点は移動速度がペーン側に比べて小さいため、流体の持つ運動量が小さく、移動速度が接触角 θ_c の影響をより顕著に受けものと考えられる。すなわち接触角 θ_c が小さいほど特にタンク内壁側の接触点がガス出入口側に加速され、ガスの巻き込みが起こりにくくなる。

そこで流入流速を固定し、接触角 θ_c を変化させた場合の液体挙動を調べた。図3-6に流入流速を $U_i = 1.40 \times 10^{-1} \text{ m/s}$ に固定し、接触角 θ_c を0および90degとした場合の流体挙動を示す。図より接触角 θ_c が0degでガスの巻き込みが発生しないことが分かる。一方接触角 θ_c が90degの場合、ガスの巻き込みが発生した。これは上述の予測に基づくものである。

以上に得られた結果は二次元タンクもしくはペーン枚数が非常に多い三次元タンクにおいて適用可能である。

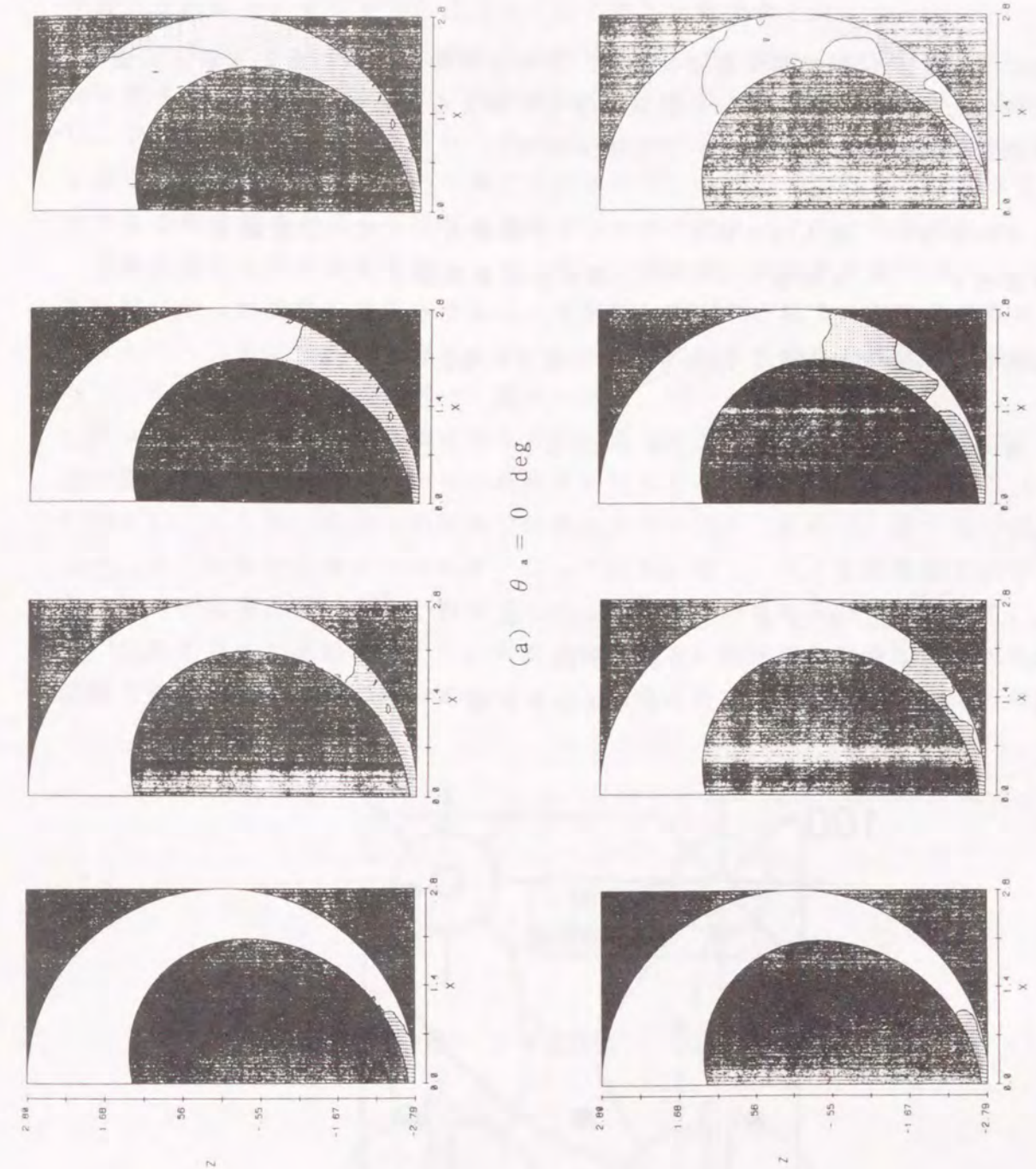


図3-6 接触角を変化させた場合の流体挙動 ($U = 1.40 \times 10^{-2} \text{ m/s}$)

3.4.2 三次元タンクにおける限界流速

三次元タンクでは流れ場が複雑なため、解析は困難である。そこで以下に述べる次元解析と実験データを用いて限界流速を予測することにする。

限界流速 U_{cr} は以下のパラメータで表される。

タンク内径 R 液入口穴径 d_i ベーン形状 n ベーン枚数 Z
 液体密度 ρ_l 表面張力 σ 液の動粘性係数 ν_l

次元解析により限界流速 U_{cr} は以下の式で表される。

$$We_{cr} = H((d_i/R), n, Z, Bo, Oh) \quad (3.1)$$

ここで

$We_{cr} = \rho_l U_{cr}^2 d_i / \sigma$: ウェーバー数
 $Bo = \rho_l a R^2 / \sigma$: ボンド数
 $Oh = \rho_l \nu_l^2 / \sigma R$: オルネソルゲ数

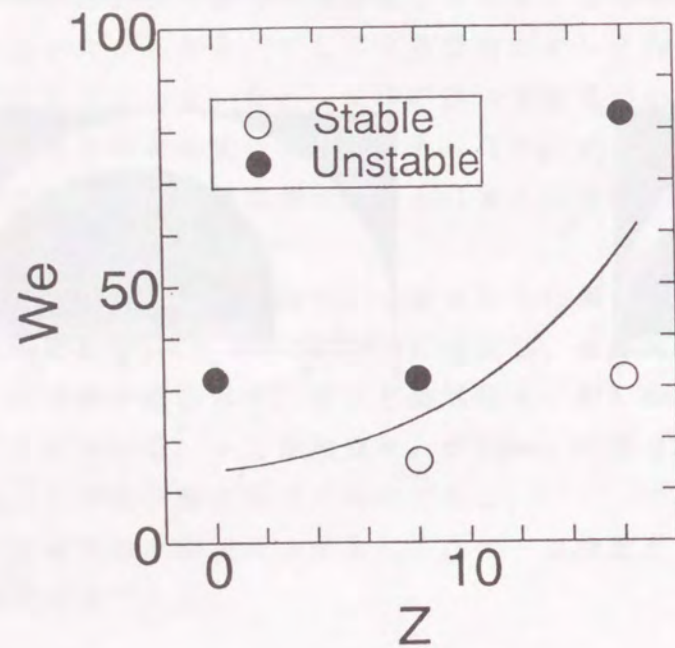


図3-7 ベーン枚数と流体挙動の関係

ウェーバー数 We は慣性力と表面張力、ボンド数 Bo は重力と表面張力、オルネソルゲ数 Oh は粘性力と表面張力の比で表される無次元数である。

図3-7にベーン枚数 Z と液体挙動の関係を示す。図中の安定(Stable)と示された領域では気液界面が安定に保持されガス出入口からの液流出が無い場合を示し、不安定(Unstable)と示された領域ではガス出入口からの液流出がある場合を表す。なお流速はウェーバー数で代表させた。 d/R 、 n 、 Bo および Oh を固定したときの限界流速とベーン枚数の関係はおおよそ図3-7中の曲線になる。

限界流速を上昇させる手段として、ベーン支持棒に邪魔板を取り付け、ベーン支持棒に沿った流れを分散させることを検討した⁽⁶³⁾。図3-8に邪魔板を取り付けたベーンを示す。中央部およびベント口側に取り付けた2種類の邪魔板付きベーンを製作した。ここでベーン形状 n は1、ベーン枚数 Z は8とした。

図3-9に液流入時の流動形態を示す。流入流速はベーン枚数 Z が8で、邪魔板が無い場合にガス出入口からの液流出が見られたウェーバー数 $We=82.61$ ($U_i=0.66\text{m/s}$) とした。なおこの実験では微小重力時間が1秒のIHI落下塔を用いたため、流入の初期段階のみの観察となっている。図3-9より邪魔板を設けた場合、流入の初期段階で液体が隣接するベーン間に保持されることが分かる。3.3.2節で述べた実験結果より、気液界面を平坦に保持するためには流入の初期段階で液体がベーン間に保持されていることが必要である。このことから邪魔板

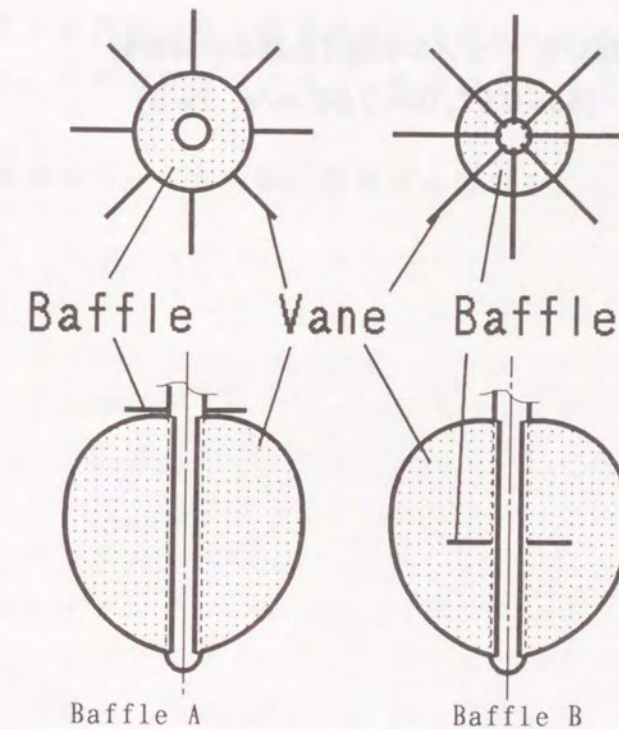
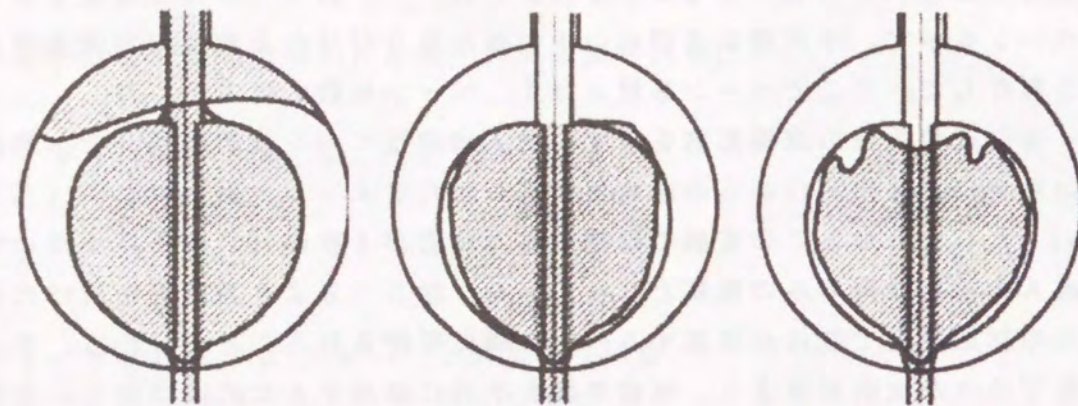


図3-8 邪魔板を取り付けたベーン⁽⁶³⁾



Without Baffle

Baffle A

Baffle B

図3-9 バッフルを設けた際の液体挙動
($Bo=0.67$, $U_i=0.66$ m/s, $Z=8$)

を設けることにより、気液界面が平坦に保持される可能性がある。特に邪魔板 A の場合は、ペーンに保持された液体がガス出入口に向けて溢れ出すのを防ぐため、この後気液界面は平坦に保持され、限界流速を $We=82.61$ まで上昇させることができるものと考えられる。

3.5 まとめ

二次元および三次元形状のペーン型表面張力タンクに、液体を流入させた場合の流体挙動を実験および解析により検討した。結果を以下にまとめる。

- (1) ペーン型表面張力タンクに液体を流入させる際、気液界面を安定に保持するための限界流入流速が存在する。
- (2) 二次元形状のタンクの場合、流入流速が限界値を超えると液流入口近傍でガスの巻き込みが起こる。この場合のガスの巻き込みは、ペーンおよびタンク内壁に沿う液体の流速差に起因し、この限界流速は液体の固体壁に対する接触角が小さいほど大きくなる。
- (3) 三次元形状のタンクの場合、流入流速が限界値を超えると隣接するペーン間およびペーンとタンク内壁の間で液体が保持されなくなり、ベント口からの液体の流出が見られる。この限界流速はペーン枚数が多いほど大きくなる。
- (4) (3) の限界流速はペーン支持棒に邪魔板を設けることにより上昇する目途が得られた。

4. 静電気力を利用した気泡移送⁽⁶⁴⁾

4.1 緒言

宇宙ステーションや宇宙機の熱制御用流体ループ内に発生した気泡は熱交換器やポンプの性能を低下させ、配管系の圧力損失の増大をもたらす。成分分離で用いられる電気泳動装置では、緩衝液が電気分解されることによって電極表面に気泡が発生し、分離性能の低下をもたらす。材料生成を行う際、外部より混入したり化学反応により発生した気泡は材料の質を低下させる。これらの気泡は除去されなければならないが微小重力環境下では通常重力環境下のように浮力を利用できないため、気泡の除去は困難となる。

これまで微小重力環境での気泡除去技術に関する研究開発は多く実施されてきた。気泡除去技術は、電気泳動装置や材料生成装置における静止液体中の気泡を除去する技術および液体ループ等における流動液体中の気泡を除去する技術に大別できる。本章ではこれらのうち、静止液体中の気泡除去技術について述べる。なお流動液体中の気泡除去技術については5章で述べる。

静止液体中の気泡除去技術はまだ実用化されておらず、現状ではこれの前段階として、液体中の気泡を無接触で移送させる技術に関する研究が行われている。気泡移送法として、温度勾配を設けてマランゴニ対流を利用するもの^{(42)~(47)}、超音波を利用するもの^{(48)~(50)}、静電気力を利用するもの^{(38)~(39)~(65)}が検討されている。マランゴニ対流を利用した技術は材料生成装置のような温度勾配が大きい場合への適用が有望であるが、温度勾配の無いものについてはこれの生成に時間を要するために制御性が悪くなる。一方超音波、静電気力を利用する方法は制御性が良い利点を持ち、電気泳動装置および材料生成装置への適用が可能である。このうち静電気力を利用した気泡移送法には(1) EHD (Electro-Hydro Dynamics) 対流を利用したもの⁽⁶⁵⁾および(2) 誘電泳動力を利用したもの^{(38)~(39)}が検討されている。EHD対流は液に含まれる荷電不純物や電極等から与えられた電荷が、直流電場内で駆動されて液体を引きずることにより発生する対流である。(1)はこの対流で気泡を移送させるもので、比較的低電圧での移送が可能である。しかし荷電不純物や電荷の量の予測は出来ず、必要な電圧値の見積

もりが困難と考えられる。誘電泳動力は物体表面に発生した誘電分極電荷に作用するクーロン力の合力で、電場が勾配を有する場合のみ作用する。この力は物体表面に自由電荷を与えなくても作用し、通常重力環境で細胞分離⁽⁶⁶⁾やポリマー中の懸濁粒子の除去等への応用例がある。しかし力のスケールが小さいため、高電圧が必要となる。微小重力環境での気泡移送法として誘電泳動力を適用した例^{(38)~(39)}はあるが、気泡移送は通常重力環境で実施されたのみで、微小重力環境での検証は行われていない。さらに気泡挙動に関して厳密な検討がなされていない。

本章では誘電泳動力を利用した気泡除去装置の開発に先立ち実施した、勾配電界をかけた液体中の単独気泡の挙動について述べる。まず通常重力環境での等密度液滴による模擬実験により交流電界の必要性を示した。これについては4.3.2節に示す。引き続き微小重力環境で誘電泳動力により、誘電液体および電解質液体中の気泡移送を実現した。これについては4.3.3節で述べる。4.5節ではさらに気泡挙動の解析結果および実験結果との比較検討について述べる。

4.2 誘電泳動力

まず誘電泳動力の発生メカニズムおよびその表示式について述べる。

図4-1に示すように勾配電界をかけた比誘電率 ϵ_m の誘電媒質中に比誘電率 ϵ_o の物体がある場合を考える。なお媒質および物体は完全誘電体とし、自由電

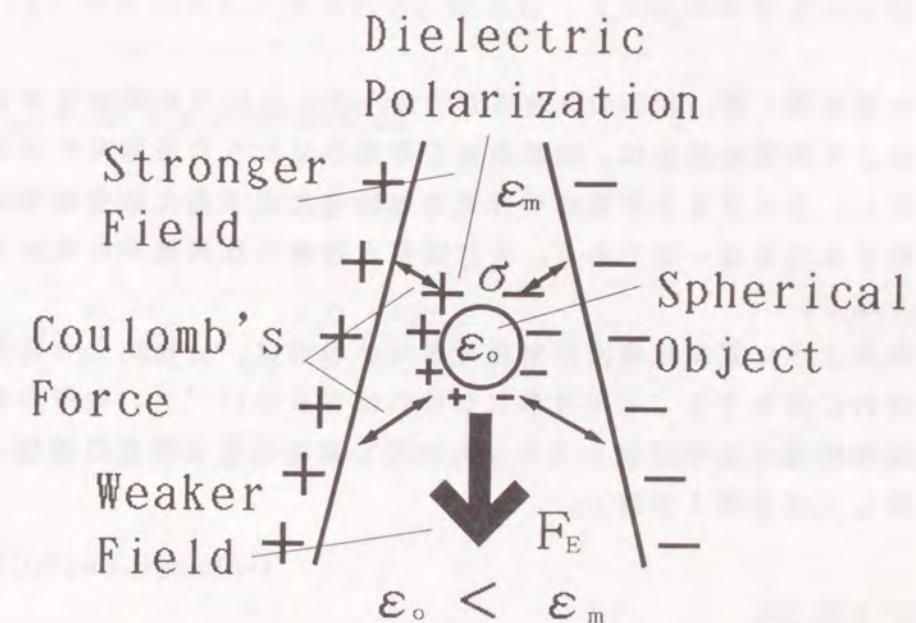


図4-1 勾配電場中の球形物体

荷は無いものとする。誘電率の不連続面である物体表面には誘電分極により電荷が生じる。その電荷の密度 σ_p はガウスの定理を界面上で適用することにより、正電極に近い側の界面では

$$\sigma_p = \epsilon_0 \vec{n} \cdot (\vec{E}_o - \vec{E}_m) = \epsilon_0 D(1/\epsilon_o - 1/\epsilon_m) \quad (4.1)$$

負電極に近い側では

$$\sigma_p = \epsilon_0 \vec{n} \cdot (\vec{E}_m - \vec{E}_o) = \epsilon_0 D(1/\epsilon_m - 1/\epsilon_o) \quad (4.2)$$

で表される。(4.1) および (4.2) 式より、液中の気泡のように物体(気泡)の比誘電率 ϵ_o が媒体(液体)の比誘電率 ϵ_m より小さい場合、正電極に近い物体表面には正の電荷が、負電極に近い表面には負の電荷が生じることが分かる。すなわち物体と電極間にクーロン力が斥力として作用する。さらに電場に勾配がある場合、電場の強い部分の分極量がより大きいため斥力もより大きくなり、物体全体として電場の弱くなる方向の力が作用する。逆に空気中の液滴のように物体(液滴)の比誘電率 ϵ_o が媒体(空気)の比誘電率 ϵ_m より大きい場合、物体には電場の強くなる方向の力が作用する。このように誘導電荷の不均衡によって生じる力を誘電泳動力といい、物体が球の時(4.3)式で与えられる⁽⁶⁶⁾。

$$\vec{F}_{DEP} = -2\pi R_o^3 \epsilon_m \epsilon_o \frac{\epsilon_m - \epsilon_o}{2\epsilon_m + \epsilon_o} \text{grad}(\vec{E} \cdot \vec{E}) \quad (4.3)$$

ただしこの式を導く際、物体の大きさが十分小さいという仮定が含まれている。(4.3)式より誘電泳動力は、物体表面を帯電させたり自由電荷を与えたりしなくても作用し、力の大きさが電場の自乗の勾配に比例するため交流電場を用いても力の作用する向きは一定である。また媒質と物体の比誘電率の差が大きいほど力は大きくなる。

媒質が純水のように電気伝導度が無視できない場合は、分極により発生した電荷が有限時間内に緩和することを考慮しなければならない⁽⁶⁷⁾。電荷の緩和を表す時定数は緩和時間 τ と呼ばれ、(4.4)式で表される(電荷の緩和、および緩和時間に関しては付録1参照)。

$$\tau = \frac{(\epsilon_o + 2\epsilon_m)\epsilon_o}{\sigma_o + 2\sigma_m} \quad (4.4)$$

ここで σ_o および σ_m はそれぞれ物体および媒質の電気伝導度を表す。

MolinariとViviani⁽⁶⁸⁾は、電気伝導が無視できず、電場に時間変動がある場合にも適用できる誘電泳動力の表示式を導いた。これを(4.5)式に示す。

$$\vec{F}_{DEP} = 4\pi R_o^3 \epsilon_m \left([\vec{E}(t) * f(t)] \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{E}(t) \quad (4.5)$$

ここで $f(t)$ は(4.6)式で定義される。

$$f(t) = \frac{\epsilon_o - \epsilon_m}{\epsilon_o + 2\epsilon_m} \delta(t) + 3 \frac{\epsilon_m \sigma_o - \epsilon_o \sigma_m}{(\epsilon_o + 2\epsilon_m)^2} e^{-\frac{t}{\tau}} u(t) \quad (4.6)$$

$\delta(t)$: ディラック関数、 $u(t)$: 単位ステップ関数
また

$$[\vec{E}(t) * f(t)] = \int_{-\infty}^t \vec{E}(t) f(t-t') dt' \quad (4.7)$$

直流電界を0の状態から突然印可した場合の誘電泳動力は、

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \vec{E}(\vec{r}) u(t) \quad (4.8)$$

を(4.5)式に代入して得られる。結果は(4.9)式のようになる⁽⁶⁹⁾。

$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi R_o^3 \epsilon_m \epsilon_o g(t) \text{grad}(\vec{E} \cdot \vec{E}) \quad (4.9)$$

ここで $g(t)$ は(4.10)式で表される。

$$g(t) = \frac{\epsilon_o - \epsilon_m}{\epsilon_o + 2\epsilon_m} + 3 \frac{\epsilon_m \sigma_o - \epsilon_o \sigma_m}{(\epsilon_o + 2\epsilon_m)(\sigma_o + 2\sigma_m)} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.10)$$

また角周波数 ω の交流電界を0の状態から突然印加した場合の誘電泳動力は

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \vec{E}(\vec{r}) \cos(\omega t) \quad (4.11)$$

を(4.5)式に代入して得られる。この場合(4.9)式中の $g(t)$ は(4.12)式のようになる⁽⁶⁹⁾。

$$g(t) = \frac{\epsilon_o - \epsilon_m}{\epsilon_o + 2\epsilon_m} \cos(\omega t) + 3 \frac{\epsilon_m \sigma_o - \epsilon_o \sigma_m}{(\epsilon_o + 2\epsilon_m)(\sigma_o + 2\sigma_m)} \frac{\omega \sin(\omega t) + 1/\tau \cos(\omega t) - 1/\tau e^{-t/\tau}}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.12)$$

4.3 通常および微小重力環境下での実験

まず実験では通常重力環境下において、勾配電界をかけた液体媒質中にある密度がほぼ等しい液滴の挙動を観察した。その後、JAMIC 落下坑を利用した微小重力条件下で誘電液体（シリコン油）および導電性液体（純水）中の気泡挙動を観察した。

4.3.1 実験装置および方法

図4-2に供試体を示す。供試体はアクリル製の容器内に1対の楔形電極を入れた構造で、容器と電極の間に液体媒質（シリコン油もしくは純水）を入れた。気泡もしくは液滴は図に示すように電極の中心部から供給した。

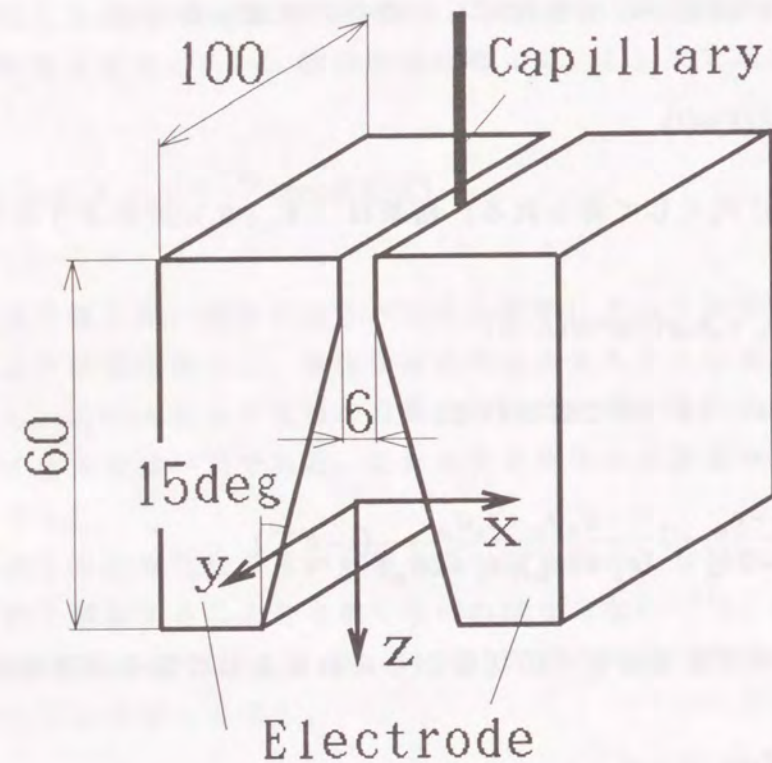


図4-2 供試体

電極の材質は銅で、1個あたりの大きさは高さ60mm、奥行き100mm、幅の最大値を40mm、楔の傾斜角を15degとした。また2つの電極の間隔の最小値を6mmとした。奥行きを100mmとしたのは、電極の端における電場の乱れの影響を、気泡を生成する中心部分に及ばせないためである。なお液体媒質に純水を用いた場合には、電極の表面に厚み50μmのテフロン製の絶縁コーティングを施した。楔形電極の両端に最大3000Vの直流および交流（周波数：50Hz、電圧は実効値）の高電圧をかけ、電極間に勾配電界を形成した。後述するが本電極で形成される電場では誘電泳動力の大きさがzが大きいほど小さくなる。気泡を効果的に移動させるには誘電泳動力が空間内で一様であることが望ましいが、電極形状を湾曲させる必要がある⁽⁷⁰⁾、製作が困難である。そこで本研究では製作が簡単なくさび型電極を用いた。なお直流の高電圧電源の発生にはDC/DCコンバータ（松定プレジジョン製HV-3PN）を用い、交流の高電圧にはリニアアンプ方式高電圧発生装置（NF回路設計ブロック社製IHI001）を用いた。

前述したように液滴または気泡は電極の中央部から供給した。液滴挙動の観察は通常重力環境で行ったため、液滴は金属製注射針を持つ注射器を用いて手動にて生成した。一方、気泡による実験は微小重力環境下で行ったため、気泡は遠隔自動操作で生成した。図4-3に気泡生成装置を示す。気泡はガスタンク内の空

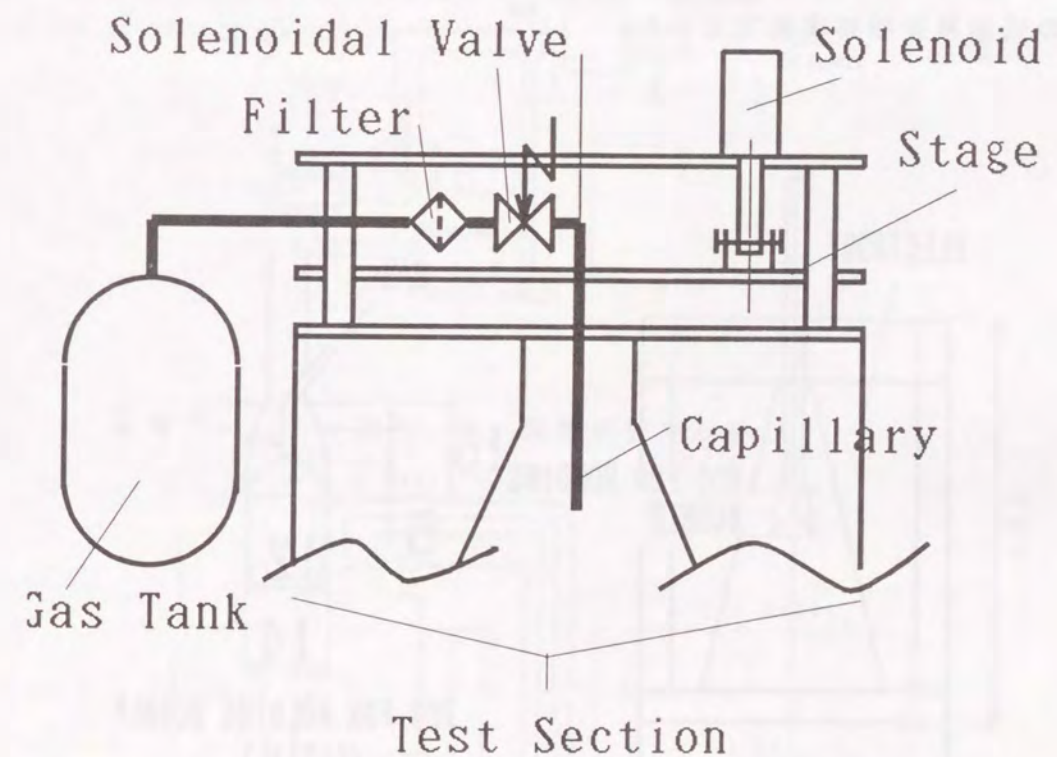


図4-3 気泡生成装置

気（圧力0.12MPa）をフィルタ、電磁弁（ジュピタコーポレーション製LFVX0500/50A）および毛細管を介して供給した。気泡の大きさはガスタンクの圧力一定（0.12MPa）の下で、電磁弁の開放時間を変化させることにより設定した。具体的には電磁弁の開放時間が0.02~0.06sで、半径0.63~2.5mmの気泡が形成された。しかし微小重力条件下で気泡を作る際、気泡は浮力の影響を受けないため、毛細管の先端に付着する可能性がある。そこで気泡生成直後に毛細管を瞬間的に引き上げ、気泡を離脱させる方法を用いた。

以上の気泡生成法を用いると、高粘性の液体（後述する動粘性係数 $\nu_i=50 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコン油）中では単独気泡を形成することができた。しかし低粘性の液体の場合、気泡を生成するまでに液体が毛細管を毛管現象により上昇する。そのため気泡を生成する際に毛細管内に上昇した液体をガスの圧力で排除する必要がある。しかしこの上昇液量を推定することは困難であり、わずかなガス圧力の大小で気泡が形成されないか、ガスの供給量が多すぎて複数の気泡が形成される可能性がある（後述する動粘性係数 $\nu_i=5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコン油中においては複数の気泡が形成された）。そこで低粘性液体用の気泡生成装置を製作した⁽⁷⁾。図4-4にその構造を示す。図4-3で用いた毛細管の代わりに先端に球状の窪みを持つ円柱を設け、予めガス層を保持した。このガス層により、ガス供給管を液体が上昇することを防ぎ、単独の気泡が形成できた。なおこの気泡生成装置は純水中の気泡挙動観察実験で用いた。

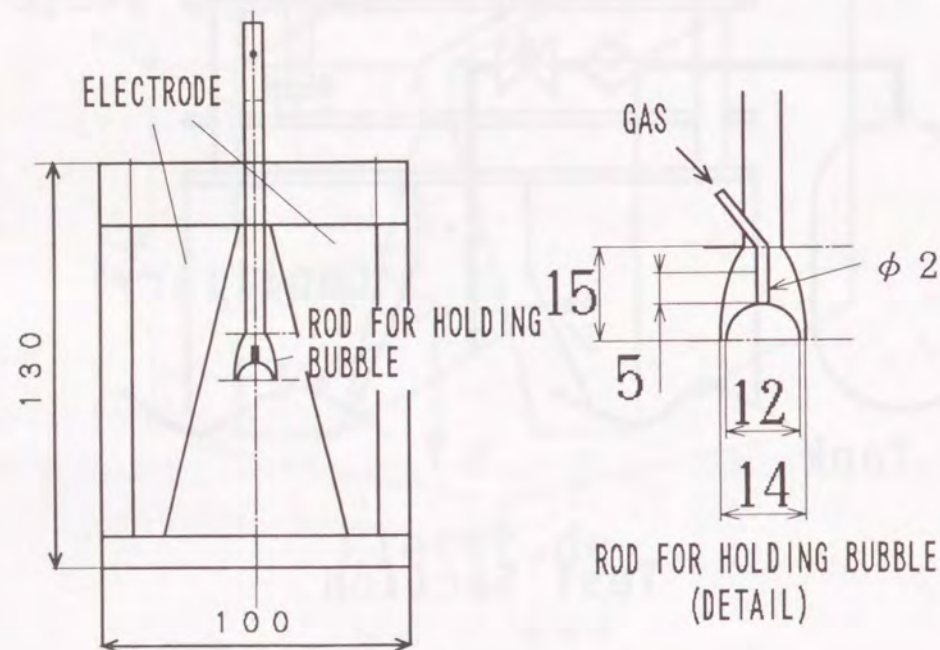


図4-4 気泡生成装置（低粘性液体用）

図4-5に微小重力実験装置の系統を示す。供試体への高電圧電源の供給は、JAMIC 落下カプセルからの供給電源(28VDC)を定電圧DC/DCコンバータ（インテグランド製IP-28CV）で24VDCに変換した後、前述の高電圧電源に入力した。なお気泡供給および高電圧電源供給のシーケンスはシーケンサ（オムロン製CD40H）を用いて自動化した。一連のシーケンスの開始は、カプセル落下直後にJAMIC インターフェイスから各実験装置に供給されるデジタル信号をシーケンサに投入して行った。具体的には気泡の生成は落下後0.5s後に、高電圧電源の供給は気泡生成後0.2s後に行った。気泡の供給を落下後0.5s後に行ったのは、落下カプセルの切り放しによる外乱が落下後約0.5s間残存するためである。また気泡挙動は、CCDカメラ（ソニー製CCD-TR900）を用いて収録した。さらに電極間電圧は高圧プローブ（岩崎通信社製DS8608）で電圧を1/1000に低減し、カプセル搭載のデータレコーダで収録した。また加速度および温度はカプセル搭載のセンサを用いて計測した。

液体の物性値のうち、誘電率および電気伝導度は液体中の不純物等の影響を大きく受けるため、ここでは直接計測した。図4-6に誘電率および電気伝導度の計測システムを示す。液体電極（横河ヒューレットパッカード製16452A）内に試

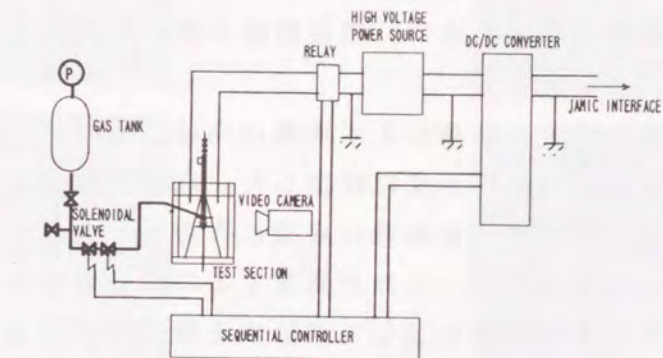


図4-5 実験装置の系統

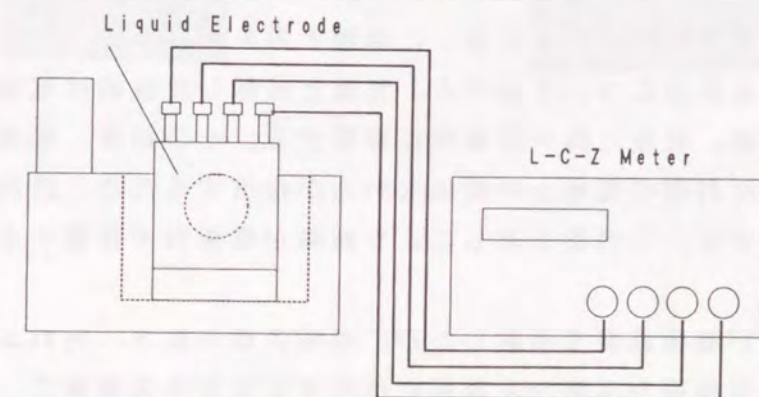


図4-6 誘電率および電気伝導度の計測システム

験液体を注入し、電極端子をLCZメータ（NF回路設計ブロック社製2330A）に繋いだ。また液体電極を恒温槽に入れ、液体の温度を設定できるようにした。なお誘電率および電気伝導度の値は、LCZメータの静電容量および電気抵抗の読みとり値から換算した。

4.3.2 通常重力環境における液体媒質中の液滴挙動

まず通常重力環境での予備実験として、勾配電場をかけた液体媒質中にある密度がほぼ等しい液滴の挙動の観察を行い、定性的な検討を行った。液滴は純水を用い、液体媒質としてシリコン油（動粘性係数 $\nu_m=1.0 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$ ）を用いた。なお液体の温度は 25°C であり、比誘電率は純水が $\epsilon_w=80.1$ でシリコン油が $\epsilon_m=2.6$ であった。また電気伝導度は純水が $\sigma_w=4.0 \times 10^{-6} \text{S/m}$ 、シリコン油が $\sigma_m \sim 1.0 \times 10^{-13} \text{S/m}$ であった。また密度は純水が $\rho_w=996.7 \text{kg/m}^3$ 、シリコン油が $\rho_m=964.0 \text{kg/m}^3$ であった。なお重力方向は電極の中心軸で電界の弱くなる方向、すなわち図4-2に示すz方向とした。

まず電極両端には2700Vの直流電圧をかけ、中心軸上に半径 $R_w=2.5 \text{mm}$ の液滴を形成した。この場合、液滴の比誘電率が液体媒質のそれより大きいため、4.2節で述べたように液滴は電界の強い、電極間隔の狭い方向に移動するはずである。

図4-7に実験結果を示す。液滴はまず電極に向けて直線状に移動し、電極に接触した後電極間を繰り返し振り子状に往復した。液滴が電極に向けて移動したことから、誘電泳動力以外の力が支配的に液滴に作用したものと考えられる。この力として電気泳動力が考えられ、これが発生するのに必要な自由電荷が発生した原因として、(1)液滴を注射針を通して供給する際に、液滴表面が摩擦により帯電したこと(2)金属性注射針から自由電荷が供給されたこと(3)液滴(純水)中に不純物としてイオンが含まれていたこと(4)液滴表面に電気二重層が発生していること、が考えられる。さらにEHD対流⁽⁶⁵⁾により、気泡が駆動されることも、気泡が電極壁に向けて移動した原因と考えられる。

電極間を往復する原因について述べる。電極と接触した液滴は電極から自由電荷を供給されるため、電極と同一の極性に帯電する。その結果、電極との間に斥力が作用し、また反対側の電極との間にも引力が作用するため、液滴は反対側の電極に向けて移動する。この繰り返しにより液滴が電極間で往復する現象が起こる。

本実験では液滴が電極表面で反射したが、電極表面の粗さ、汚れおよび液滴の界面張力、気泡の表面張力(液-液界面に作用する張力を界面張力、気-液界面

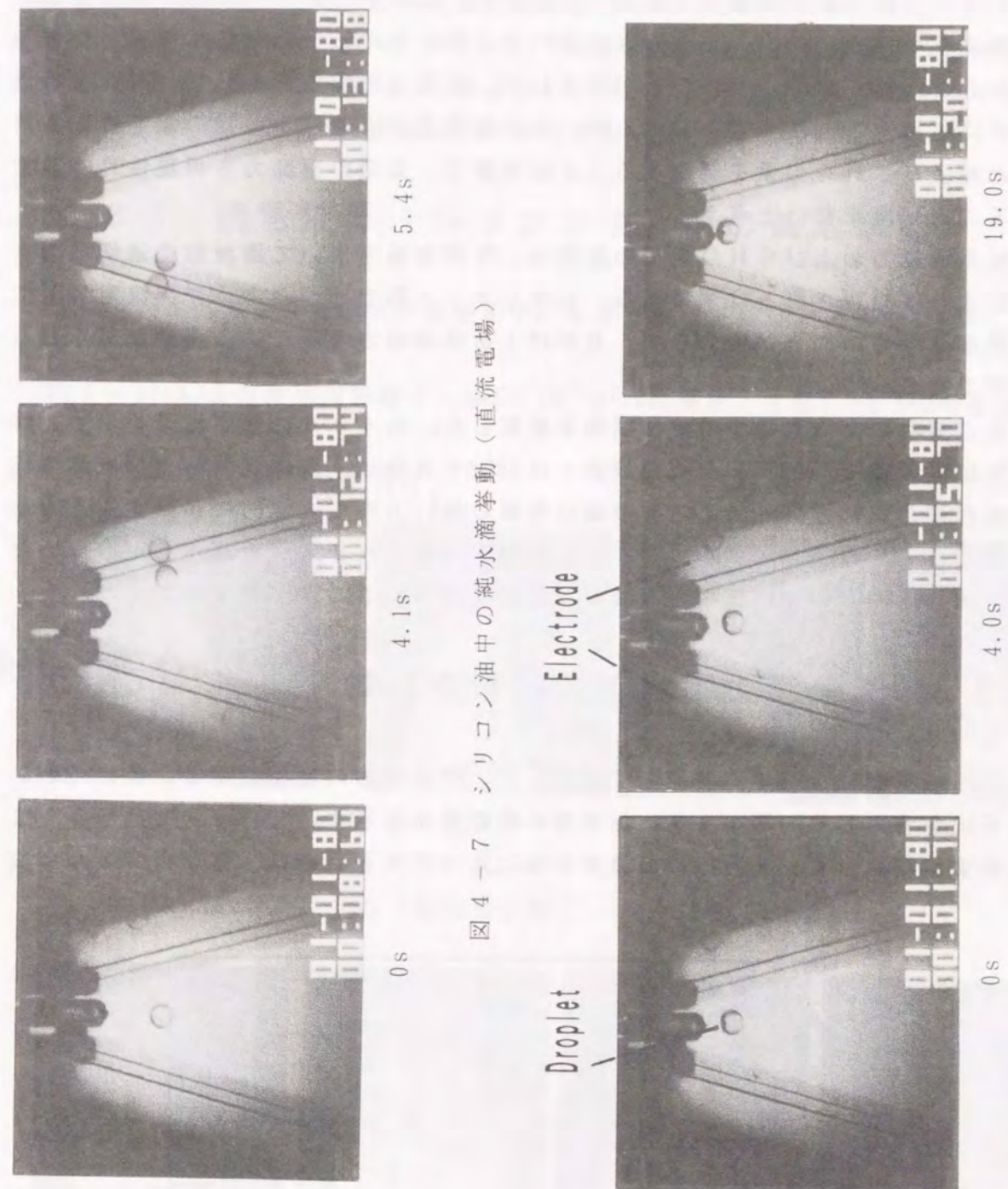


図4-7 シリコン油中の純水液滴挙動(直流電場)

図4-8 シリコン油中の純水液滴挙動(交流電場)

に作用する張力を表面張力と呼ぶことにする)によって液滴や気泡が電極表面に付着する可能性がある。気泡除去装置への応用を考えると気泡を電極表面に接触させること無く移動させることが望ましい。また電気泳動力やEHD対流を気泡除去に応用する方法も考えられるが、自由電荷量や導電性不純物の量を推測することおよびこれらの量を制御することは困難で、気泡の駆動力を再現性良く設定することは出来ないと考える。

電気泳動力およびEHD対流の影響は、交流電場を用いて周波数を適切な値に設定すれば相殺されるはずである。しかし4-2節で述べたように交流電場下では誘電泳動力の向きが変わらず、見かけ上誘電泳動力のみによる運動が見られるはずである。

そこで次に交流電場中の液滴挙動を観察した。図4-8に観察結果を示す。電圧Vは実効値で2700V、交流周波数fは50Hzで気泡径、液体媒質および液滴の成分は前述の実験と同一である。液滴は電界の強い方向に直線的に移動することが確認できる。つまり電気泳動力による運動が相殺されEHD対流が発生しないため、誘電泳動力のみの作用で液滴が直線的に移動することが実証された。

4.3.3 微小重力環境下での気泡挙動

気泡の挙動は微小重力環境下で観察した。微小重力の環境を得るためにJAMIC落下坑を利用した。図4-9に加速度の時間変化を示す。x、y、zは図4-2に示す座標を示す。x方向の加速度が他に比べて大きいのは、落下カプセルに混

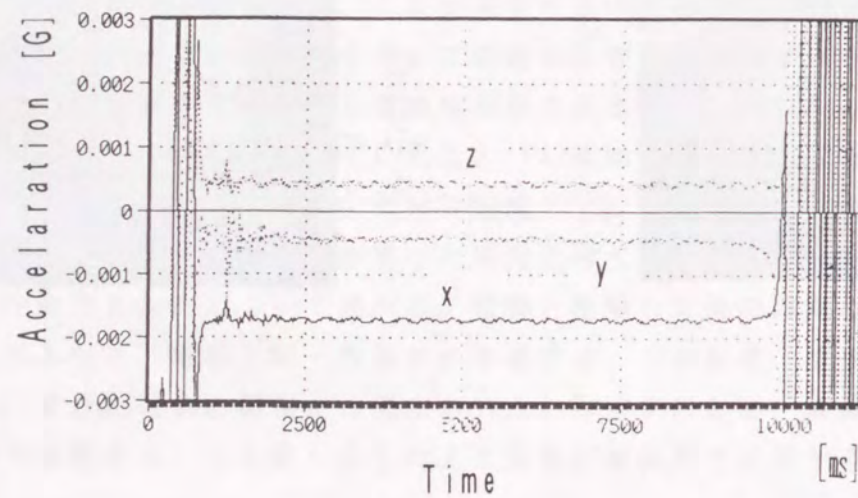


図4-9 加速度の時間変化

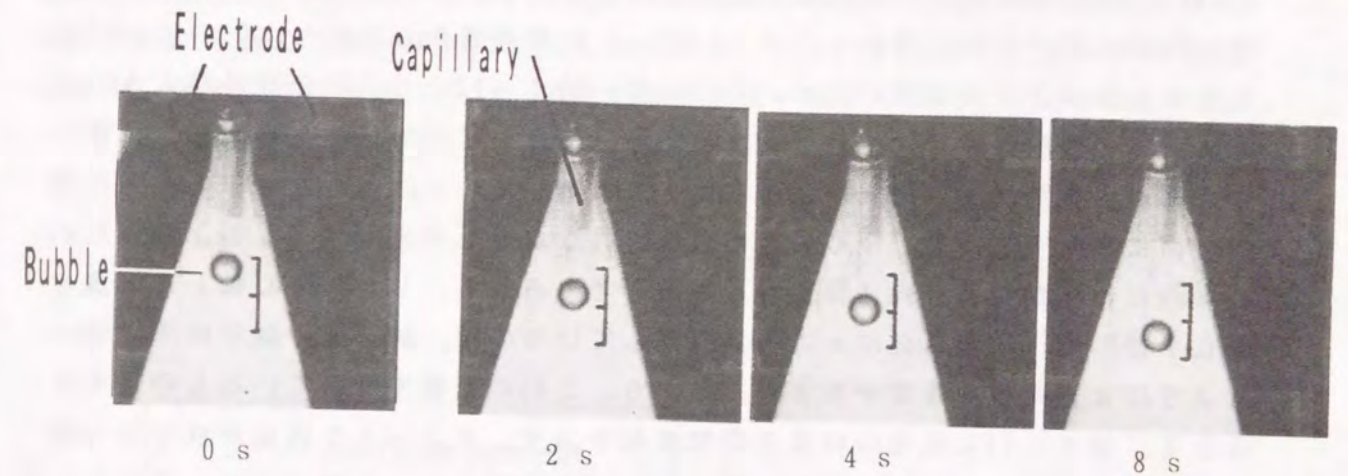
載した他の実験装置から発生する加速度の影響を受けているためである。

液体媒質には動粘性係数 ν_m が 5×10^{-6} および $50 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコン油を用いた。密度 ρ_m はそれぞれ 914.1 および 964.0 kg/m^3 、比誘電率 ϵ_m はそれぞれ 2.6 、 2.74 であった。また気泡には常温の空気を用いた。

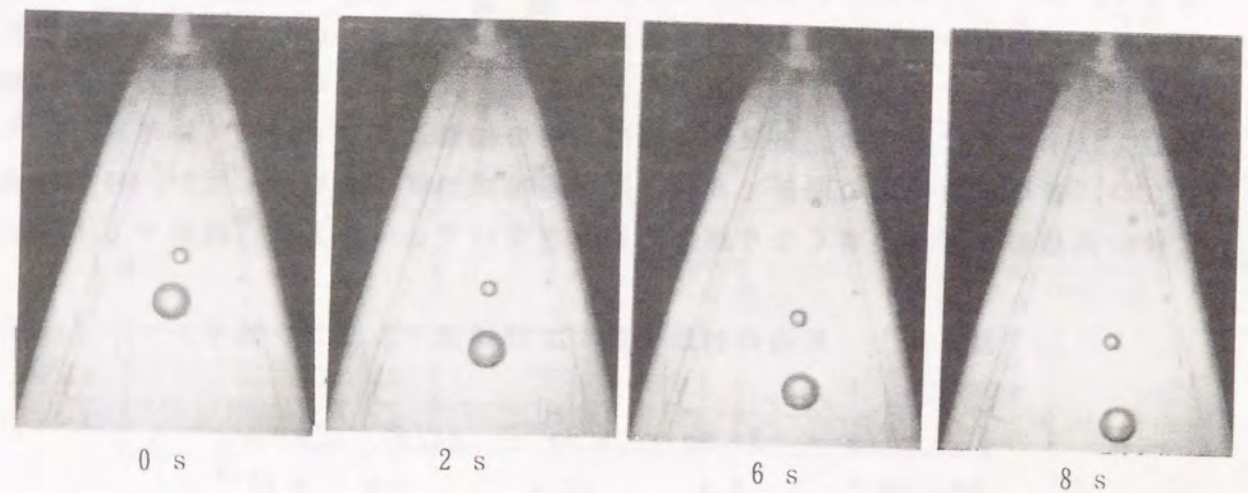
4.3.3.1 誘電液体(シリコン油)中の気泡挙動

図4-10に気泡挙動の観察結果を示す。なお交流電圧Vは実効値で2700V、周波数fは50Hzとした。

図4-10(a)より動粘性係数 ν_m が $5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ の場合、半径 $R_0=2.5 \text{ mm}$ の単独の



(a) シリコン油 (動粘性係数 $\nu_m = 5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$)



(b) シリコン油 (動粘性係数 $\nu_m = 5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)

図4-10 シリコン油中の空気気泡挙動

気泡がほぼ中心軸上に形成され、形成時の初期速度は約0 m/sであった。気泡は中心軸上を直線的に低電場の方向（紙面下向き）に移動し、8秒間の移動量は約5mmであった。図4-11に気泡の位置の時間変化を示す。この図で、気泡が毛細管から切り放された時点（0 s）とした。

図4-10(b)より動粘性係数 ν_m が $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ の場合、大中小3つの気泡が形成された。それぞれの気泡の半径 R_0 は、2.5mm、1.25mm、0.63mmであった。この場合、それぞれの気泡は毛細管に付着することなく、中心軸上に初速度を持って排出された。しかし毛細管を瞬時に上昇させたため毛細管近傍に流れが発生し、これの影響で半径 $R_0=1.25\text{mm}$ および 0.63mm の気泡が移動し、中心軸上からずれた。一方半径 $R_0=2.5\text{mm}$ の気泡はほぼ中心軸上に保持された。なお半径 R_0 が1.25mmと2.5mmの気泡の間隔が十分大きくなった時点（0秒）とし、それぞれの気泡の初速度は0sからビデオカメラの1コマ（1/30s）の移動量から求めた。0sにおける気泡の位置および初速度を表4-1に示す。図4-10より気泡の直径が大きいほど、気泡の移動速度は大きいことが分かる。またいずれの気泡も時間経過に伴い中心軸からずれ、x方向（紙面の右側）に移動している。気泡は電界の自乗の勾配方向に移動するため、中心軸上に形成されなかった半径 $R_0=0.63$ および1.25mmの気泡はわずかにx方向に移動したものと考えられる。しかし中心軸上に形成された半径 $R_0=2.5\text{mm}$ の気泡がx方向に移動しているのは、加速度の測定結果で述べたようにx方向の加速度が大きいことから、これの影響を受けているものと考えられる。図4-11に気泡の位置の時間変化を示す。ストークス近似が成り立つ範囲内では粘性抵抗は速度に比例するため、粘性抵抗をx方向およびz方向に分解することが出来る。つまり気泡の運動をx方向とz方向に分けて考えることが出来る。図4-11にはより誘電泳動力の影響が大きいz方向の運動についてのみ示す。図より気泡の移動速度は時間経過と共に低下することが分かる。これは粘性抵抗によるものである。なお後述するようにzが大きくなるほど外力である誘電泳動力は小さくなるため、無限時間後の気泡の移動速度は一定値（終速度）とならない。微小重力時間の関係で8秒以降の運動は観察できなかったが、時間経過に伴い気泡の速度は小さくなり浮力の影響を受けてzの負方向に移動するものと

表4-1 気泡の初期位置および速度（シリコン油中）

ν_m m ² /s	R_0 mm	z mm	dz/dt m/s
50×10^{-6}	2.5	15.4	$\sim 0 \times 10^{-3}$
5	0.63	23.2	4.17
5	1.25	31.1	2.92
5	2.5	32.7	4.5

考えられる。

4.3.3.2 導電液体（純水）中の気泡挙動

図4-12に気泡挙動の観察結果を示す。交流電圧Vは実効値で500V、周波数fは50Hzとした。ここでは半径 $R_0=7.2\text{mm}$ の単独気泡が形成された。前述したように気泡を窪みからガスで押し出す方法を採用したため、気泡の形成直後に変形が大きくなって界面が振動し、排出速度もシリコン油の場合より大きくなった。そこで気泡界面の振動が減衰した時点（0s）とした。0sにおける気泡の位置および速度を表4-2に示す。気泡は電極壁面上近くに形成され、電極面にほぼ平行に直線的に移動した。気泡が中心軸上でなく紙面左側に形成されたのは、気泡供給管がわずかに写真の左側にずれていたためである。図4-13に気泡位置の時間変化を示す。図より時間経過に伴い、気泡の移動速度が低下することが分かる。

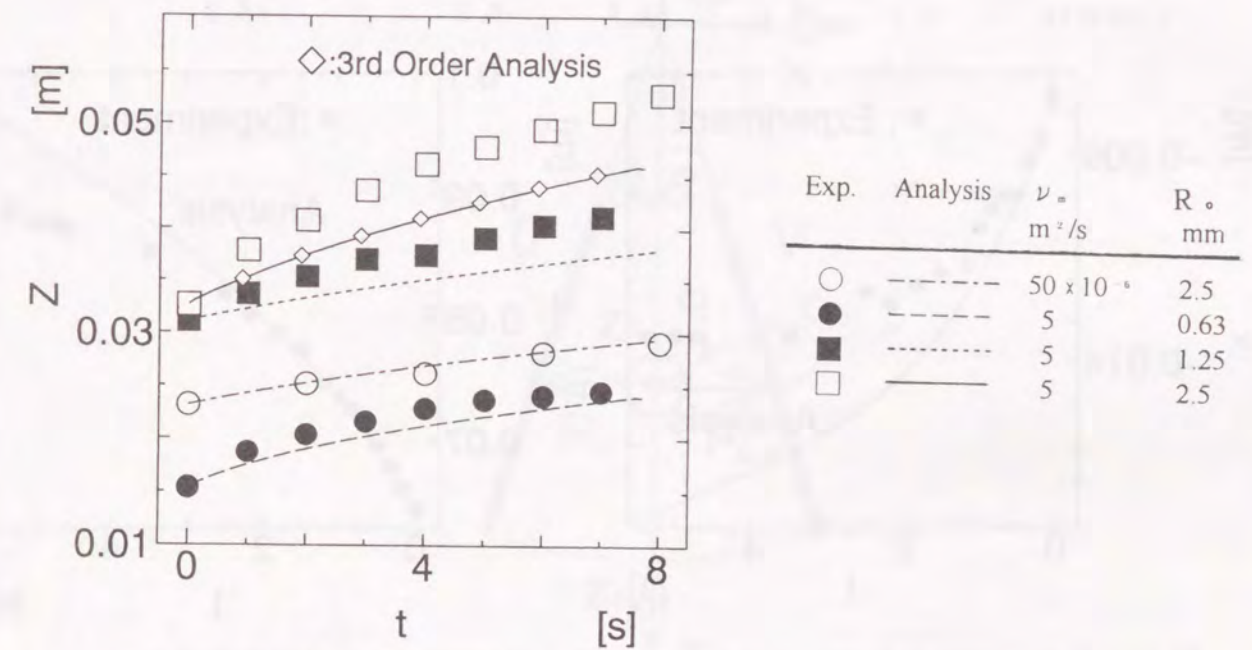


図4-11 交流勾配電界をかけたシリコン油中の気泡位置の時間変化（実験結果および解析結果）

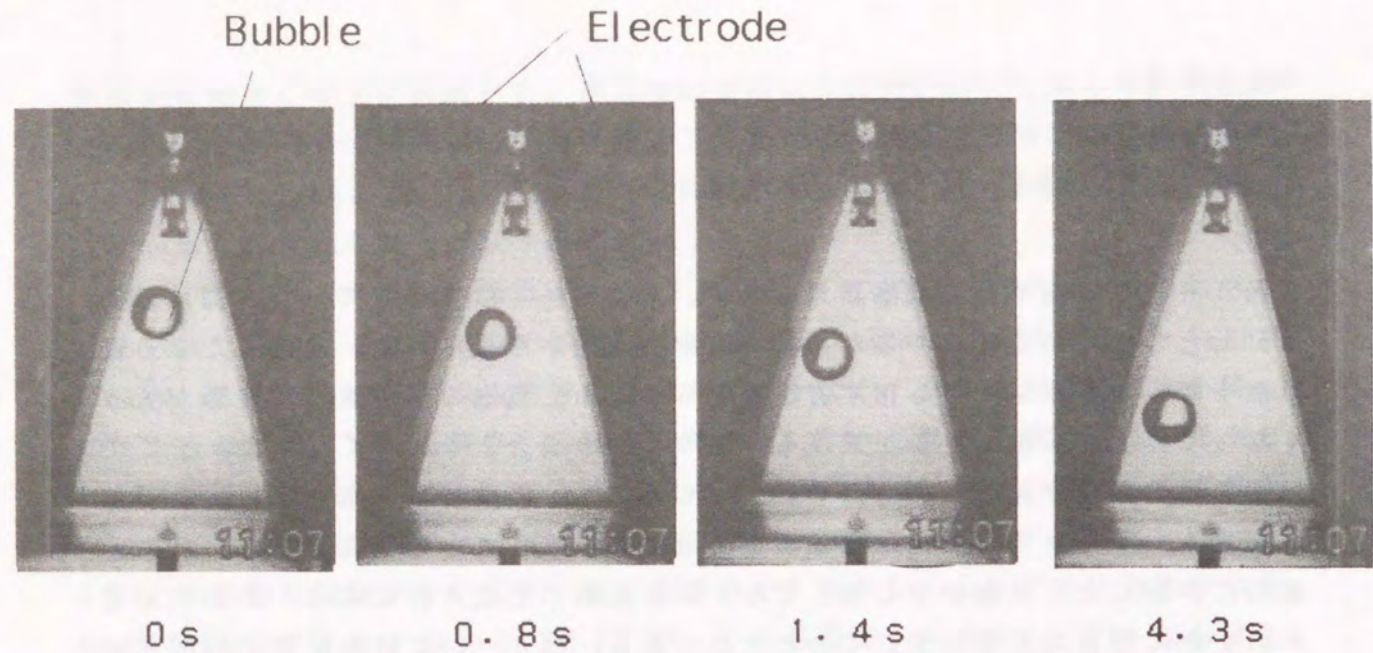


図4-12 純水中の空気気泡挙動

表4-2 気泡の初期位置および速度（純水中）

ν_m m ² /s	R, mm	x t=0 mm	z mm	dx/dt mm/s	dz/dt mm/s
8.57×10^{-7}	7.2	-7.5	64.6	-6.5	10.3

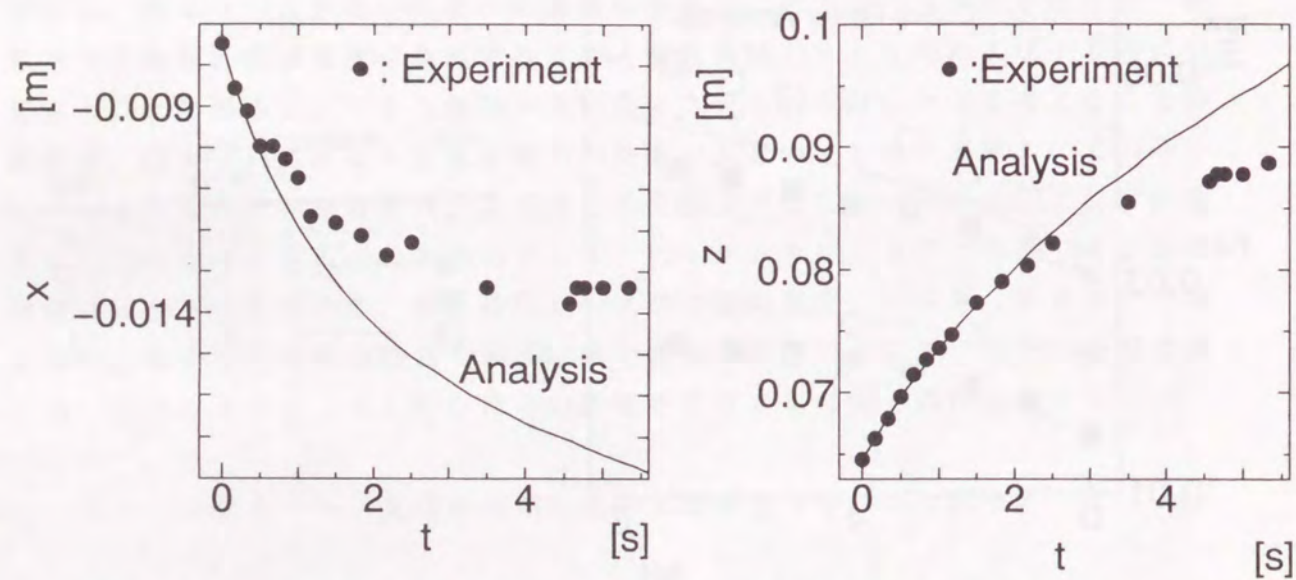


図4-13 純水中の気泡位置の時間変化（実験結果および解析結果）

4.4 気泡挙動の解析

次に液滴および気泡挙動を解析により検討する。まず液滴および気泡表面上の自由電荷に作用する電気泳動力による運動を検討した。さらに誘電泳動力による液滴および気泡の運動をこれらに関する運動方程式を解くことにより求め、実験結果との比較検討を実施した。

4.4.1 電気泳動力による運動

図4-7に示す直流電場内の液滴挙動の実験結果のうち、中心軸上の液滴が電極に接触するまでの1次元的な運動を考察した。つまり表面自由電荷量 q を持つ媒質中の球形物体の運動を検討する。図4-14に物体に作用する力を示す。ただしここでは誘電泳動力および重力を考慮しない。

まず電気泳動力 F_{EP} は(4.13)式で与えられる。

$$F_{EP} = qE \quad (4.13)$$

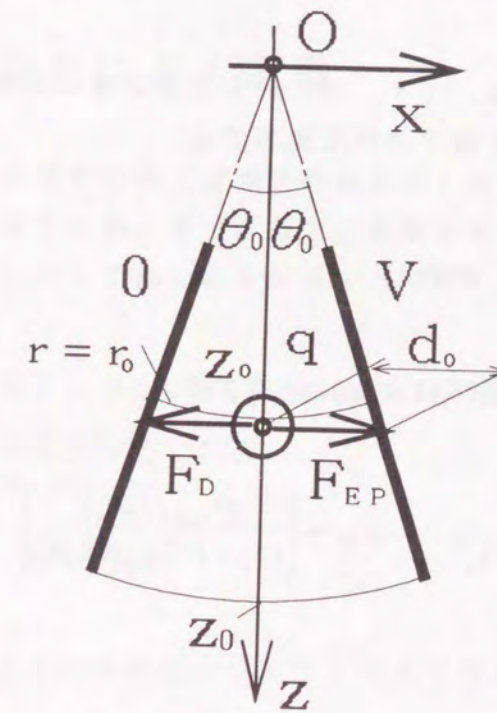


図4-14 物体に作用する力（電気泳動力）

なお電界 E_0 は、電位に関するラプラス方程式を解き、さらに θ_0 が小さく $\theta_0 \approx \sin \theta_0$ が成立するとき次式で表される。

$$E_0 = V / r_0 / (2\theta_0) \\ \approx V_{max} / (2d_0) \cos(\omega t) \quad (4.14)$$

ただしここで電圧は交流とし、 V_{max} は交流電圧の最大値を表す。直流電圧の場合は、 $\omega = 0$ とすれば良い。

粘性力 F_D はレイノルズ数が十分小さく、Stokes近似が成り立つとき、気泡を剛体球として (4.15) 式で与えられる⁽⁷²⁾。

$$F_D = 6\pi R_0 \mu_m \frac{dx}{dt} \quad (4.15)$$

すると物体に関する運動方程式は (4.16) で与えられる。

$$(\rho_0 + \frac{1}{2}\rho_m)VL_0 \frac{d^2x}{dt^2} = -F_D + F_{EP} \quad (4.16)$$

なお VL_0 は物体の体積を、(4.16) の左辺第2項は仮想質量を表す。次に (4.16) の運動方程式を以下の形に変形する。

$$\frac{d^2x^*}{dt^2} + \omega_D \frac{dx^*}{dt} = \omega_{EP}^2 \cos(\omega t) \quad (4.17)$$

ここで ω_D 、 ω_{EP} 、 x^* を以下のように定義する。

$$\omega_D = \frac{6\pi R_0 \mu_m}{(\rho_0 + 1/2\rho_m)VL_0}, \quad \omega_{EP} = \left\{ \frac{qV_{max} / (2d_0)}{(\rho_0 + 1/2\rho_m)VL_0 d_0} \right\}^{0.5} \\ x^* = x / d_0 \quad (4.18)$$

この方程式の解は直流電場の場合、初期条件が $x^* = 0$ および $dx^*/dt = 0$ の下で以下のようなになる。

$$x^* = \left(\frac{\omega_{EP}}{\omega_D} \right)^2 \{ \exp(-\omega_D t) + \omega_D t - 1 \} \quad (4.19)$$

また交流電場における定常解 x_{st}^* は、(4.20) 式で表される。

$$x_{st}^* = \frac{-\omega_{EP}^2}{\omega \sqrt{\omega^2 + \omega_D^2}} \cos(\omega t + \delta) \quad (4.20)$$

ここで δ は (4.21) を満足する値である。

$$\sin \delta = \frac{-\omega_D}{\sqrt{\omega_D^2 + \omega^2}}, \quad \cos \delta = \frac{\omega}{\sqrt{\omega_D^2 + \omega^2}} \quad (4.21)$$

(4.20) 式より交流電場内での気泡の移動量は交流周波数 ω および ω_D (粘性係数) が大きく、 ω_{EP} (気泡表面の電荷量) が小さいほど小さくなることが分かる。

4.4.2 誘電泳動力による運動

誘電泳動力が作用した球形物体 (液滴または気泡) の運動を考察する。なおここでは交流電場を取り扱うため、電気泳動力の影響を考慮しない。また気泡の初期位置が中心軸 (z 軸) からずれた場合があったため、ここでは2次元的な運動を解析した。

図4-15に物体に作用する力を示す。まず気泡に作用する浮力 \vec{F}_v および慣性力 \vec{F}_a はそれぞれ以下の式で与えられる。

$$\vec{F}_v = -\rho_m V_0 \vec{a}, \quad \vec{F}_a = \rho_0 V_0 \vec{a} \quad (4.22)$$

また粘性抵抗 \vec{F}_D はレイノルズ数に応じて以下の式で与えた。

$$\vec{F}_D = -\frac{1}{2} C_D \rho_m \pi R_0^2 \left| \frac{d\vec{r}}{dt} \right| \frac{d\vec{r}}{dt} \\ C_D = 24 / \text{Re} \quad \text{Re} < 1 \quad \text{Stokes近似}$$

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + \frac{3}{16} \text{Re} \right) \quad 1 < \text{Re} < 5 \quad \text{Oseen近似}$$

$$C_D = \frac{11}{\sqrt{\text{Re}}} \quad 30 < \text{Re} < 300 \quad \text{文献(80)参照}$$

$$C_D = 0.44 \quad \text{Re} > 300 \quad \text{文献(80)参照} \quad (4.23)$$

誘電泳動力の式は電気伝導度の大小で使い分ける必要がある。シリコン油の場合、電気伝導度が $\sigma_m \sim 10^{-13}$ S/m、比誘電率が ϵ_m が 2.2~2.6 であるため、(4.4) 式で表される緩和時間は $\tau \sim 10^2$ s となる。すなわち (4.12) 式中の $g(t)$ の第二項は以下のようなになる。

$$3 \frac{\epsilon_m \sigma_o - \epsilon_o \sigma_m}{(\epsilon_o + 2\epsilon_m)(\sigma_o + 2\sigma_m)} \frac{\omega \sin \omega t + 1/\tau \cos \omega t - 1/\tau e^{-t/\tau}}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

$$\approx \tau \frac{\omega}{\omega^2 \tau^2} = \frac{1}{\omega \tau} = \frac{1}{5 \times 10^4} \quad (4.24)$$

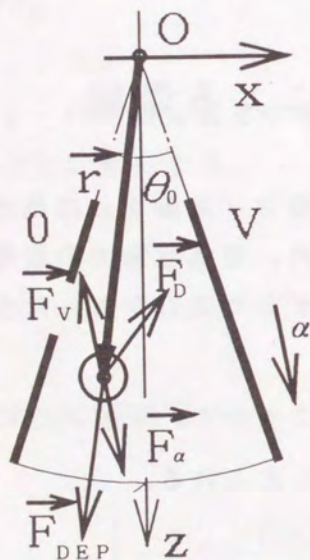


図4-15 物体に作用する力(誘電泳動力)

また(4.12)式の第一項は

$$\frac{\epsilon_o - \epsilon_m}{\epsilon_o + 2\epsilon_m} \cos \omega t \approx (0.22 \sim 0.26) \cos \omega t \quad (4.25)$$

となり、第二項より十分大きい。従ってシリコン油における誘電泳動力は(4.3)式に帰着する。また純水の場合、電気伝導度 σ_m が 4×10^{-6} S/m、比誘電率 ϵ_m が 80.1 であり、緩和時間 τ は 3.5×10^{-4} s となる。この場合、 $g(t)$ の右辺は $1/\tau \gg 1 \text{ s}^{-1}$ 、本研究で実施した微小重力実験の時間スケールは $t \sim 10$ s で、この t の値では $\exp(-t/\tau) \ll 1$ であるから、(4.12)式の右辺は以下のようなになる。

$$g(t) \approx \left(\frac{\epsilon_o - \epsilon_m}{\epsilon_o + 2\epsilon_m} \cos \omega t + 3 \frac{\epsilon_m \sigma_o - \epsilon_o \sigma_m}{(\epsilon_o + 2\epsilon_m)(\sigma_o + 2\sigma_m) \tau} \cos \omega t \right)$$

$$= \frac{\sigma_o - \sigma_m}{\sigma_o + 2\sigma_m} \cos \omega t \quad (4.26)$$

なお電界の強さの式(4.14)を(4.3)式および(4.26)式、(4.9)式に代入すると、誘電泳動力はシリコン油の場合

$$\vec{F}_{DEP} = -2\pi R_o^3 \epsilon_m \epsilon_o \frac{\epsilon_m - \epsilon_o}{2\epsilon_m + \epsilon_o} \left(\frac{1}{2\theta_o} \right)^2 (-2)V_{\max}^2 \cos^2 \omega t \left(\frac{x}{(x^2 + z^2)^4} \right)$$

$$\left(\frac{z}{(x^2 + z^2)^4} \right) \quad (4.27)$$

純水の場合

$$\vec{F}_{DEP} = -2\pi R_o^3 \epsilon_m \epsilon_o \frac{\sigma_m - \sigma_o}{2\sigma_m + \sigma_o} \left(\frac{1}{2\theta_o} \right)^2 (-2)V_{\max}^2 \cos^2 \omega t \left(\frac{x}{(x^2 + z^2)^4} \right)$$

$$\left(\frac{z}{(x^2 + z^2)^4} \right) \quad (4.28)$$

で近似できる。(4.27)もしくは(4.28)式より、誘電泳動力の大きさは空間的に一様でなく、原点からの距離、 $(x^2 + z^2)^{-5}$ が大きいほど小さくなる。

そして物体に関する運動方程式は(4.29)式のようなになる。

$$(\rho_o + \frac{1}{2}\rho_m)V_o \frac{d^2 \vec{r}_o}{dt^2} = \vec{F}_a + \vec{F}_v + \vec{F}_D + \vec{F}_{DEP} \quad (4.29)$$

本研究では(4.29)の方程式を差分法を用いて解いた。

4.5 解析および実験結果の比較

通常重力環境の直流電場下では、液滴が電気泳動力により移動する様子が観察できた。まず直流および交流電場下で、液滴が電気泳動力によって行う運動について検討する。次に微小重力環境で実施した交流電場下で、気泡が誘電泳動力によって行う運動について検討する。

4.5.1 電気泳動力による液滴挙動

電気泳動力による液滴挙動を模擬するには、液滴表面の電荷量が既知でなければならない。ところが電荷量の計測は困難なため、直流電場での実験結果と(4.19)式により電荷量を推測し、交流電場での液滴挙動を解析した。

図4-7の実験結果より電極中央に浮遊した気泡が電極に接触するまでの時間を計測し、移動距離と時間を解析解(4.19)式に代入することにより $(\omega_{EP}/\omega_D)^2 = 4.1 \times 10^{-4}$ が得られる。この結果を交流電場での液滴挙動の定常解(4.20)式に代入すると、解の最大値(振幅)は $\max |x_{EP}| = 2.3 \times 10^{-4}$ となる。つまり解析によれば電気泳動力による液滴の運動は無視できることになる。このことは実験結果と一致する。

4.5.2 誘電泳動力による気泡挙動

まず誘電液体(シリコン油)中の気泡挙動について述べる。

図4-11に実験結果と解析結果の比較を示す。実験結果では電気泳動力による運動は見られなかったため、解析では電気泳動力による運動は考慮せず、誘電泳動力のみによる運動を示している。また、気泡の中心軸(z軸)上からのずれが小さいため、z方向のみの運動を解析している。図より液体媒質の動粘性係数 ν_m が $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ で気泡半径Rが2.5mmの場合は実験結果と解析結果がほぼ一致する。しかし液体の動粘性係数 ν_m が $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ の場合はいずれの気泡径の場合においても、気泡の移動量は解析結果の方が実験結果より小さくなっている。

実験結果と解析結果が一致しない原因について以下に考察する。

前述したように誘電泳動力の表記式(4.3)式は気泡径が十分小さいという仮定の下で導出された式である。具体的には、誘電泳動力を算出する際に必要な物体(本研究では気泡もしくは液滴)内外の電界の強さの変化量が、気泡径のス

ケールで十分小さく一定としている(気泡径に関する第0次近似)。図4-11より、液体の粘性が小さくかつ気泡径が大きいほど実験結果と解析結果の差が大きい。このことから、気泡径が大きい場合に(4.3)式が妥当であるかどうか検討する。(4.30)式に気泡スケールでの電界の変化量を、気泡径の二次の項まで考慮した場合の誘電泳動力を示す(付録2参照)。

$$\vec{F}_{DEP} = 2\pi R_o^3 \epsilon_m \epsilon_o \frac{\epsilon_o - \epsilon_m}{\epsilon_o + 2\epsilon_m} \text{grad} \left(\vec{E} \cdot \vec{E} + \frac{2}{5} R_o^2 \frac{\partial^2 (\vec{E} \cdot \vec{E})}{\partial z^2} + o(R_o^3) \right) \quad (4.30)$$

(4.30)式を用いて気泡挙動を解析した。液体媒質の動粘性係数 ν_m が $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ で気泡半径Rが2.5mmの場合の解析結果を図4-11に示す(3rd Order Analysisと表記)。図より(4.2)式を用いた結果とほとんど変わらない。つまり本実験条件では、気泡径の大きさが誘電泳動力の表記式におよぼす影響は小さいと考えられる。

次に粘性抵抗式(4.23)の妥当性について検討する。(4.23)式の粘性抵抗の式は気泡を剛体球として、つまり気泡表面での流速を0として得られた式である。しかし厳密には気泡表面での流速を考慮する必要があり、Stokes近似の下で得られた粘性抵抗の式は(4.31)式のようなになる⁽⁷²⁾。

$$\vec{F}_D = -2\pi R_o \mu_m \frac{2\mu_m + 3\mu_o}{\mu_m + \mu_o} \frac{d\vec{r}_o}{dt} \quad (4.31)$$

液体中の気泡の場合、 $\mu_m \gg \mu_o$ であるから(4.31)式は(4.32)式で近似できる。

$$\vec{F}_D = -4\pi R_o \mu_m \frac{d\vec{r}_o}{dt} \quad (4.32)$$

そこで(4.32)式を用いた解析を実施した。なお特に動粘性係数 ν_m が $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ の場合にはレイノルズ数が1を超え、Stokes近似の適用範囲外になる場合があるが、ここでは(4.32)式のみを用いた。結果を図4-16に示す($C_D = 16/\text{Re}$ で表記)。図より気泡を剛体球とした場合とは逆に、気泡の移動量は解析結果の方が実験結果より大きくなった。

また以上に検討した粘性抵抗力以外に、気泡径が比較的大きい場合は気泡と平面壁間の相互間力も考慮する必要がある。Sano and Hashimoto⁽⁷³⁾は、平行でな

い二平面壁間の球形物体に作用する力をStokes近似により求めた。その力は(4.33)で与えられる。

$$\vec{F}_w = -6\pi\mu R_o \epsilon_w \vec{K}_w \frac{d\vec{r}_o}{dt}$$

$$\vec{K}_w = \begin{pmatrix} f_{rr} & f_{r\theta} & 0 \\ f_{\theta r} & f_{\theta\theta} & 0 \\ 0 & 0 & f_{zz} \end{pmatrix}, \quad \epsilon_w = \frac{R_o}{d_w} \quad (4.33)$$

なおここで d_w は物体から平面壁までの距離を、 \vec{K}_w は物体の位置で決まるテンソルを表す。

物体が気泡の場合、(4.32)式と同様に壁面との相互作用力は(4.34)式のようなになる。

$$\vec{F}_w = -4\pi\mu R_o \epsilon_w \vec{K}_w \frac{d\vec{r}_o}{dt} \quad (4.34)$$

そこで(4.34)式を用いて気泡挙動を解析した。結果を図4-16に示す(Wall Effectと表記)。実験結果との差異が若干あるが、これまでの検討の中で最も良

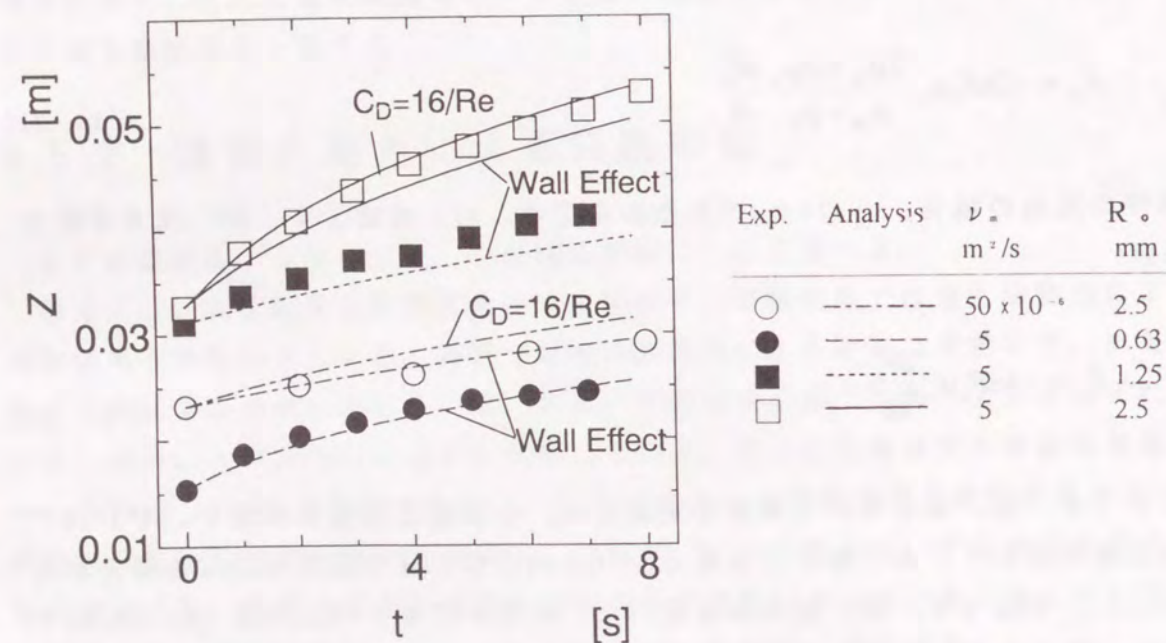


図4-16 交流勾配電界をかけたシリコン油中の気泡位置の時間変化(気泡表面の流れおよび壁効果を考慮した解析)

い一致を示した。つまり本実験の気泡径では、電極壁との相互作用が無視できないことが分かる。

次に導電性液体(純水)中の気泡挙動について述べる。

純水を用いた実験では電極壁に絶縁コーティングを施し、電流が流れるのを防止した。すなわちこのコーティングにより電極間の電位差が低下し、誘電泳動力が低下する。コーティングの厚みを考慮した誘電泳動力の式は、電極表面を微小要素に分割し、各要素でコーティング厚みによる電圧低下を求めることにより、(4.35)式で与えられる。

$$\vec{F}_{DEP} = -2\pi R_o^3 \epsilon_m \epsilon_0 \frac{\sigma_m - \sigma_o}{2\sigma_m + \sigma_o} \left(\frac{1}{2\theta_o}\right)^2 (-2)V_{max}^2 \cos^2 \omega t \frac{1}{\sqrt{x^2+z^2} \left(\sqrt{x^2+z^2} + \frac{\delta_{ins}}{\theta_o} \left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_{ins}} - 1 \right) \right)} \begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

ここで ϵ_{ins} はコーティングの比誘電率、 δ_{ins} はコーティングの厚みを表す。

図4-13に実験結果と解析結果の比較を示す。なお実験では気泡が形成された時点ですでに中心軸からずれているため、x軸およびz軸の運動をそれぞれ解析した。図より解析結果の方が実験結果より気泡の移動量大きいことが分かる。純水の実験条件では気泡半径R_oが大きく、レイノルズ数Reが10²のオーダーとなったため、シリコン油中の気泡挙動の検討で用いた気泡表面の流速を考慮した抵抗係数式((4.32)式)や電極壁との相互作用((4.33)および(4.34)式)を適用することは出来ない。そのため定量的な評価が出来ないが、実験では気泡と電極壁および底面壁との相互作用が影響しているものと考えられる。

4.6 気泡除去装置の設計

本小節では誘電泳動力を利用した気泡除去装置の電極形状の試設計について述べる。電極形状を図4-17に示す。なお設計にあたり、以下の条件を設定する。

- 電極間隔の最小値を気泡直径の2倍とする。
- 電極の高さを h_o に固定する。
- 電極の最下点において誘電泳動力と浮力が一致する。

条件(a)より以下の式が得られる。

$$z_1 \tan \theta_0 = 2R_0 \quad (4.36)$$

また条件(b)より(4.37)式が得られる。

$$z_2 = z_1 + h_e = \frac{2R_0}{\tan \theta_0} + h_e \quad (4.37)$$

誘電泳動力の大きさは液体媒質が誘電体で、気泡が中心軸上に位置するとし、さらに電圧として実効値 V_e を用いると(4.27)式より以下の式で与えられる。

$$F_{DEP} = -2\pi R_0^3 \epsilon_m \epsilon_0 \frac{\epsilon_m - \epsilon_0}{2\epsilon_m + \epsilon_0} \left(\frac{1}{2\theta_0}\right)^2 (-2)V_e^2 \frac{1}{z^3} \quad (4.38)$$

そして条件(c)より電圧 V_e を求める式として(4.39)式が得られる。

$$V_e = \left[\frac{1}{\epsilon_m \epsilon_0} \frac{2\epsilon_m + \epsilon_0}{\epsilon_m - \epsilon_0} (2\theta_0)^2 z_2^3 \frac{1}{3} (\rho_m - \rho_0) a \right]^{1/2} \quad (4.39)$$

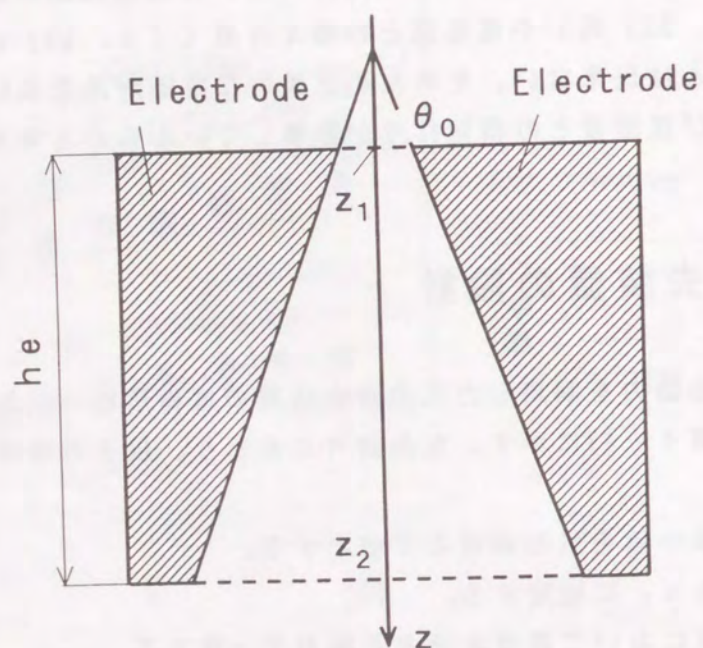


図4-17 設計する電極の形状

(4.36)、(4.37)および(4.39)式を用いるとにより、加速度 a 、電極の傾き角度 θ_0 、および気泡半径 R_0 を与えて必要な電圧 V_e が求められる。

図4-18に動粘性係数 $5.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコン油において、上記の(a)~(c)の条件を満足する電圧 V_e の計算例を示す。なお電極の高さ h_e は100mmとした。図より気泡半径 R_0 が大きいほど必要な電圧 V_e が大きくなること分かる。これは誘電泳動力の大きさが気泡半径 R_0 の三乗に比例することに起因する。また加速度 a が大きく、電極の傾斜角 θ_0 が大きいほど必要な電圧 V_e が大きくなる。電極の傾斜角 θ_0 が大きいほど小さくなるのは、電場の勾配が θ_0 が大きいほど小さくなるためである。

(4.36)、(4.37)および(4.39)式および図4-18の結果は、誘電泳動力を利用した気泡除去装置の、電極形状の設計する際の基礎データとして用いることが可能である。

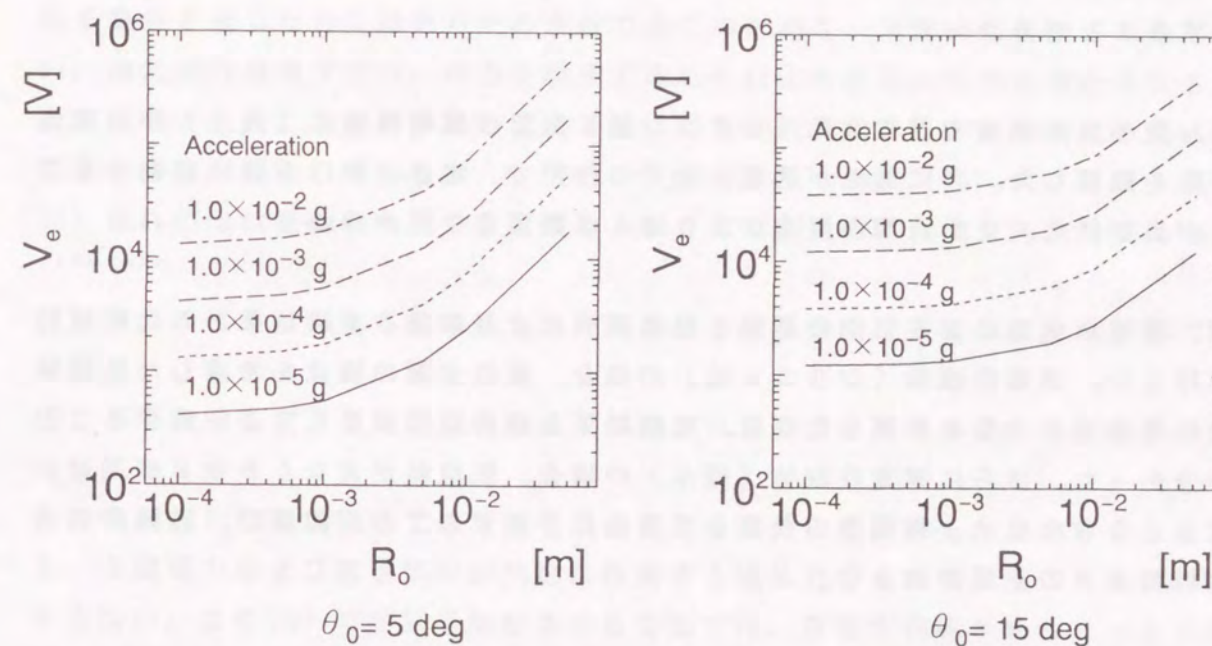


図4-18 加速度 a 、電極の傾き角度 θ_0 、および気泡半径 R_0 と必要な電圧 V_e の関係

4.7 まとめ

誘電泳動力を利用した気泡除去装置の研究開発に関し、勾配電場をかけた誘電液体（シリコン油）中の液滴および気泡挙動、導電性液体（純水）中の気泡挙動を観察した。さらに気泡挙動を数値解析し、実験結果と比較検討を行った。結果を以下にまとめる。

(1) 直流勾配電場をかけた誘電液体媒質中の液滴挙動を観察した結果、液体表面の自由電荷に作用する電気泳動力の作用が誘電泳動力を上回り、液滴が電極間を往復する運動が確認された。

(2) 交流勾配電場をかけた誘電液体媒質中の液滴挙動を観察した結果、電気泳動力による運動が相殺され、誘電泳動力の作用で液滴が電場の強い方向に向けて移動することが分かった。

(3) 微小重力環境で誘電液体（シリコン油）および導電性液体（純水）中の気泡挙動を観察した。共に気泡が誘電泳動力の作用で、電界の弱い方向に移動することが示された。また大型の気泡がより速く移動することが分かった。

(4) 誘電泳動力による気泡の挙動を数値解析により求め、実験結果との比較検討を行った。誘電性液体（シリコン油）の場合、気泡表面の流速を考慮した抵抗係数に電極壁の効果を付加した場合、実験結果と解析結果が最も良く一致することが分かった。さらに導電性液体（純水）の場合、気泡径が大きくレイノルズ数が大きくなったため、電極壁の効果を定量的に評価することが困難で、実験結果と解析結果との差異が大きい。

(5) 気泡除去装置に誘電泳動力を利用する場合、大きさが不確定でかつ気泡を電極表面に付着させる恐れのある電気泳動力の効果が現れない交流電場を使用することが望ましい。

5. 遠心力を利用した気泡除去⁽⁷⁴⁾

5.1 緒言

前章では静止液体中の気泡除去技術として静電気力による気泡移送法について述べた。本章では流動液体中の気泡除去技術について述べる。

流動液体中から気泡を除去するには、まず液体中に分散する気泡を集合させ、集合した気泡（以後集合気泡と呼ぶ）を管路外に排出させる方法が採られる。気泡を集合させるためには何らかの手段で全ての気泡を一定方向に移動させればよい。通常重力環境下では、浮力を利用することにより容易に気泡を集合させることが出来る。ところが微小重力環境下では浮力を利用することが出来ないため、以下の方法が採られている。

(1) 流れの中に置かれた膜や金属製メッシュに表面張力の作用で気泡を捕捉する⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾

(2) 浮力の代わりとなる電磁気力を作用させて気泡を一定方向に移動させる⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾

(3) 容器の回転⁽⁴⁰⁾や旋回流の生成⁽⁴¹⁾により遠心力を発生させ、気泡を中心軸上に移動させる

ところが(1)(2)の方法では気泡を集合させる部分での流速を十分小さくしておき、表面張力および電磁気力が気泡に作用する流体力を上回るようにしなければならない。また(3)で容器を回転させる方法では、容器を回転させるモーターの動力が必要で、しかも容器の回転により加速度のじょう乱が発生する問題点を持つ。

集合気泡を管路外に排出させる方法として、気泡除去装置に集合気泡の排出孔を設け、気泡除去装置内外の圧力差を利用して集合気泡を排出させる方法が考えられる。ところが気泡除去装置を宇宙機用として適用するためには、宇宙では貴重な液体の排出を防がなければならない。このため上述した気泡除去装置では、ガスのみ選択的に透過する撥水製の多孔質膜が用いられている。

筆者らは旋回流により発生する、遠心力を利用した気泡除去装置を検討している。メッシュおよび膜や電磁気力を利用する気泡除去装置では、気泡を集合させ

る部分での流速を小さくする必要があるが、旋回流による遠心力を利用する気泡除去装置では流速が大きいほど遠心力が強くなるため、集合気泡量は増大する。また発生する遠心力は容器を回転させる方法に比べて劣るものと考えられるが、本気泡除去装置には可動部が無く、加速度のじょう乱が小さいため、宇宙機用の気泡除去装置への適用が有望である。このような気泡除去装置は地上用のサイクロンセパレータとしてすでに開発されており、気液二相流の旋回流の流動特性⁽⁷⁵⁾や気泡除去特性については詳細な検討がされている⁽⁷⁶⁾⁽⁷⁷⁾。ところが微小重力用の旋回流利用の気泡除去装置は、欧米で研究開発されたが⁽⁴¹⁾まだ実用化されていない。

本章では遠心力利用気泡除去装置の開発に向けた第一段階として、旋回流中の気泡挙動に関する検討結果について述べる。特に本研究では旋回流中に保持される気泡挙動について検討する。これについては後述するが、本気泡除去装置では旋回流中に一旦気泡を保持した後、中心軸上から外部へ排出させる方法を採用しており、旋回流中に保持される気泡挙動の把握が問題となるためである。まず5.4.1節で通常重力環境下で実施した流動状況の観察結果および集合気泡量の計測結果について述べる。引き続き微小重力環境下で実施した流動状況の観察結果については、5.4.2節で、汎用解析コードによる静圧分布の解析結果およびそれと気泡の集合状況、集合気泡量の対応については5.5節で述べる。

5.2 遠心力利用気泡除去装置⁽⁷⁸⁾

図5-1に筆者らが考案した気泡除去装置を示す。装置は円筒状の容器に気泡混入液を周方向に流入させて旋回流を形成し、遠心力の作用で中心軸上に気泡を

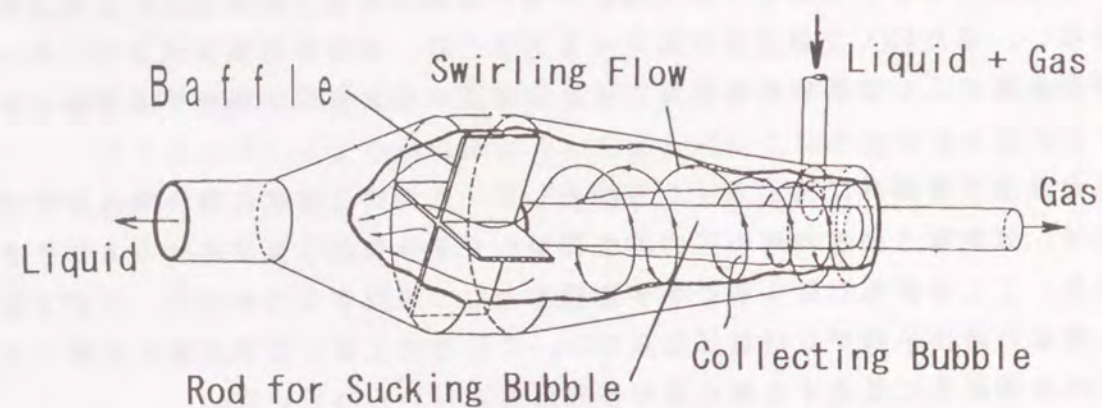


図5-1 遠心力利用気泡除去装置

集合させる構造となっている。気泡を除去された液体は下流に流出させ、集合気泡は上流側から排出させる。しかし気泡を除去する際、液体が共に流出してしまう可能性がある。宇宙機では貴重な液体が液体ループから排出されるのは好ましくなく、これを防ぐ必要がある。そこで本装置では、適用液体が水に限定されるが中心軸上に撥水性の中空糸膜を設置し、これを通して集合気泡を流出させる。これにより気泡排出の際の水の流出が防がれる。さらに本装置では断面の直径を下流に向かうほど大きくとり、旋回速度の低下を促進している。旋回流の中心、すなわち気泡除去装置の中心軸上の静圧は旋回速度が大きくなるほど低くなるため、装置の内壁に沿った静圧の低下が小さいものとするれば、中心軸上の静圧は下流に向かうほど高くなる。これにより中心軸上に集合した気泡が下流に流出するのが防がれる。また後述するが旋回速度は粘性により減衰するため、断面直径を変化させなくても下流に向かうほど高くなる静圧分布（逆圧力勾配）は得られる。そして気泡除去装置の下流側には旋回流を減衰させるための邪魔板が取り付けられている。

本気泡除去装置が対象としている宇宙機用の熱制御用およびライフサイエンス用実験装置の液体ループでは、気泡の混入する頻度および混入気泡量が少ないため、中空糸膜の長寿命化のために集合気泡量がある値になった時点で排出するバッチ処理を採用することにする。そのため、旋回流場で保持される集合気泡量の限界値を把握することは重要である。なお既存の研究で検討されている遠心力利用気泡除去装置⁽⁷⁵⁾⁽⁷⁶⁾は、混入気泡量が多く、常時気泡を上流側から排出する運用を前提にしているため、旋回流場に保持される集合気泡の挙動については問題にしていない。

5.3 実験方法

本節では通常重力環境および微小重力環境下において、一定時間内に気泡を液流中に供給した場合に、装置内に集合した気泡の挙動について述べる。前章で考案中の気泡除去装置について述べたが、中空糸膜の設置にあたり、旋回流によるぶれの問題が解決されていない。そこで中空糸膜の設置は今後の課題とし、本節ではこれを設けない場合の流動状況についての検討結果について述べる。

5.3.1 通常重力環境実験

通常重力環境下では液体流量、液流中に供給した気泡量（以後供給気泡量と呼ぶことにする）、供試体長さおよび供試体入口穴径が供試体内部の流動状況、供

試体前後の圧力差（圧力損失）および集合気泡量におよぼす影響を検討した。
 図5-2に本実験で用いた供試体を示す。本研究ではまず最も簡単な流れ場での検討を行うため、供試体を形状が単純な断面直径が一定な円筒形とした。供試体は外径が24mm、内径が18mmで、図5-2の右側の上流側から周方向に気泡混入流を流入させる構造としている。下流側には旋回速度を減衰させるための邪魔板を設けた。また集合気泡を排出させるための排出口を上流側に設けている。供試体の長さ L_{ts} は75および100mmと変化させ、気泡混入流の流入口の直径 d_i を2、4および7mmとした。なお供試体の材質は内部を観察できるようにアクリル樹脂とした。

図5-3に通常重力環境での実験装置の概要を示す。液体は水槽から供給し、ポンプで所定流量、圧力に設定した後供試体に供給した。液流中への気泡の供給はガスタンクに充填された空気を、ステンレス製メッシュ（孔径 $50\mu\text{m}$ ）を通して液体ラインに供給することにより行った。なお供給気泡量はガスタンク内の圧

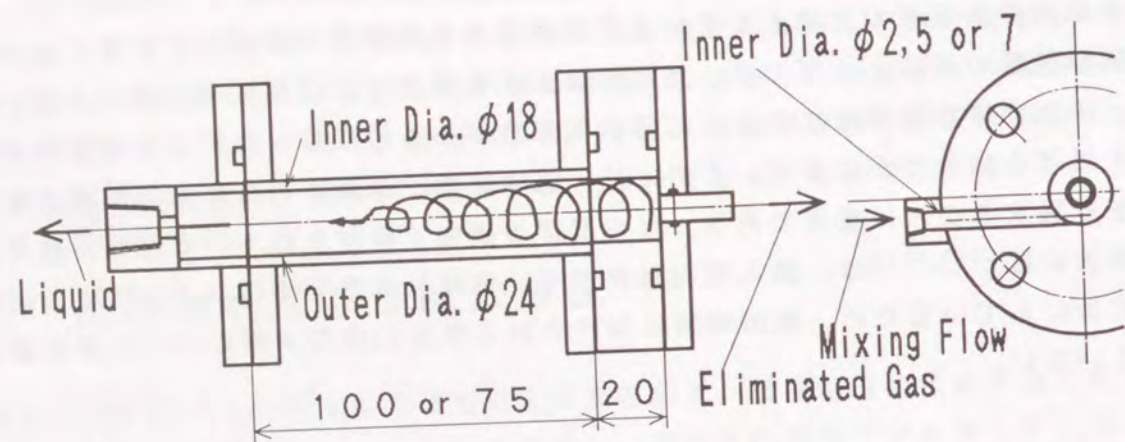


図5-2 供試体

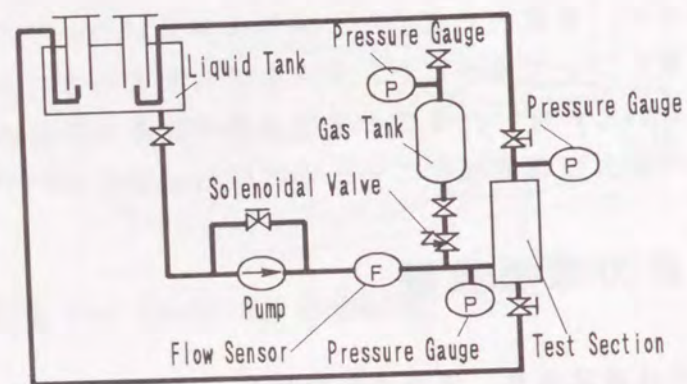


図5-3 通常重力環境下での実験装置

力および気泡生成器との間に設けられた電磁弁の開放時間により設定した。供試体から出た液体は水槽に戻し、供試体内の集合気泡は上流側から排出して水槽に供給した。集合気泡量の計測には水槽にて水上置換法を用いた。また供試体の圧力損失の計測には、圧力損失が大きい場合には前後に圧力計を、圧力損失が小さい場合には差圧計をそれぞれ用いた。さらに液体流量はパドル型流量計で計測した。また液体にはイオン交換水を煮沸により蒸留した水を用いた。

5.3.2 微小重力環境実験

微小重力環境下では液体流量および注入ガス量が供試体内部の流動状況におよぼす影響を調べ、通常重力環境下での流動状況との比較検討を行った。

ここで用いた供試体は前節で述べたものと同じである。図5-4に実験装置の概要を示す。微小重力環境の生成にIHI落下塔を用いたため、落下カプセルに搭載する際に実験装置の小型化が必要となった。このため液体供給タンクの代わりに小型のアクムレータを用いて実験装置を閉鎖系のループとした。さらにアクムレータ内部の圧力を設定することにより、ループ圧力を設定した。図5-4のうち液体ループおよびアクムレータ（図5-4中の一点鎖線で囲んだ部分）を落下カプセルに搭載し、電源および気泡を遠隔操作で供給するための制御系は地上に設置した。なお落下カプセルと地上の電源および制御系の間は実験条件に悪影響を与えない方法で、ケーブルで繋いだ。なお液体には5.3.1と同様の水を用いた。

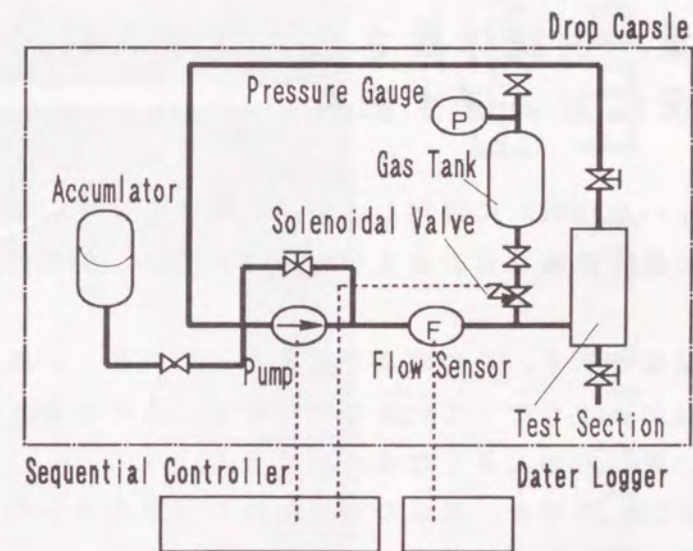


図5-4 微小重力環境下での実験装置

5.4 実験結果

5.4.1 通常重力環境実験

5.4.1.1 供給気泡量が流動状況におよぼす影響

まず液体流量が一定の下で、供給気泡量を増大させた場合の流動状況を調べた。図5-5に流動状況の観察結果を示す。なおここで液体流量 Q_j を2000ml/min、供試体長さ L_{BS} を100mm、液体入口穴径 d_i を4mmとした。図より気泡は中心軸上に集合して円錐状の集合気泡を形成し、供試体の上流側に保持されることが分かる。供給気泡量が少ないとき、ほぼ軸対象の円錐形の集合気泡が形成される(図5-5(a))。供給気泡量を増大させると集合気泡の大きくなり、集合気泡の表面にくびれが見られるようになる(図5-5(b))。これは旋回流速による剪断力が集合気泡の表面に作用しているためである。そして集合気泡の先端が中心軸上から外れており、この付近で旋回流が弱くなって浮力の影響が現れているものと考えられる(図5-5(b))。さらに気泡量を増大させると集合気泡の先端が破断して下流に流出する気泡が存在する(図5-5(c))。以上のことから与えられた液体流量 Q_j 、供試体長さ L_{BS} および液入口穴径 d_i の条件で集合気泡量に最大値が存在することが分かる。

集合気泡が上流側に保持されるのは、下流に向かうほど静圧が高くなる逆圧力勾配が得られているためである。このような結果は鈴木ら⁽⁷⁶⁾平田ら⁽⁷⁷⁾、大滝ら⁽⁷⁵⁾による実験的および解析的研究でも得られている。

5.4.1.2 流量、供試体長さおよび液入口穴径が流動状況におよぼす影響

まず供試体長さ L_{BS} を100mmに固定し、供給気泡量を徐々に増加させ、集合気泡量が最大となった場合の流量 Q_j および液入口穴径 d_i が流動状況におよぼす影響を調べた。

図5-6に観察結果を示す。この図より流量 Q_j が大きく、液入口穴径 d_i が小さいほど集合気泡が大きくなっているのが分かる。これは液入口における流入流速が大きいほど、遠心力が大きくなるためである。

液入口穴径 d_i が2mmの場合、図より集合気泡の分裂が見られる。これは旋回流速が大きく、気泡に作用する剪断力が大きいためである。分裂した気泡はわずかに下流に向けて移動した後上流に引き戻され再合体する挙動を繰り返す。また高流量の場合、気泡を混入させた直後図に示す集合気泡より下流側に長いものが

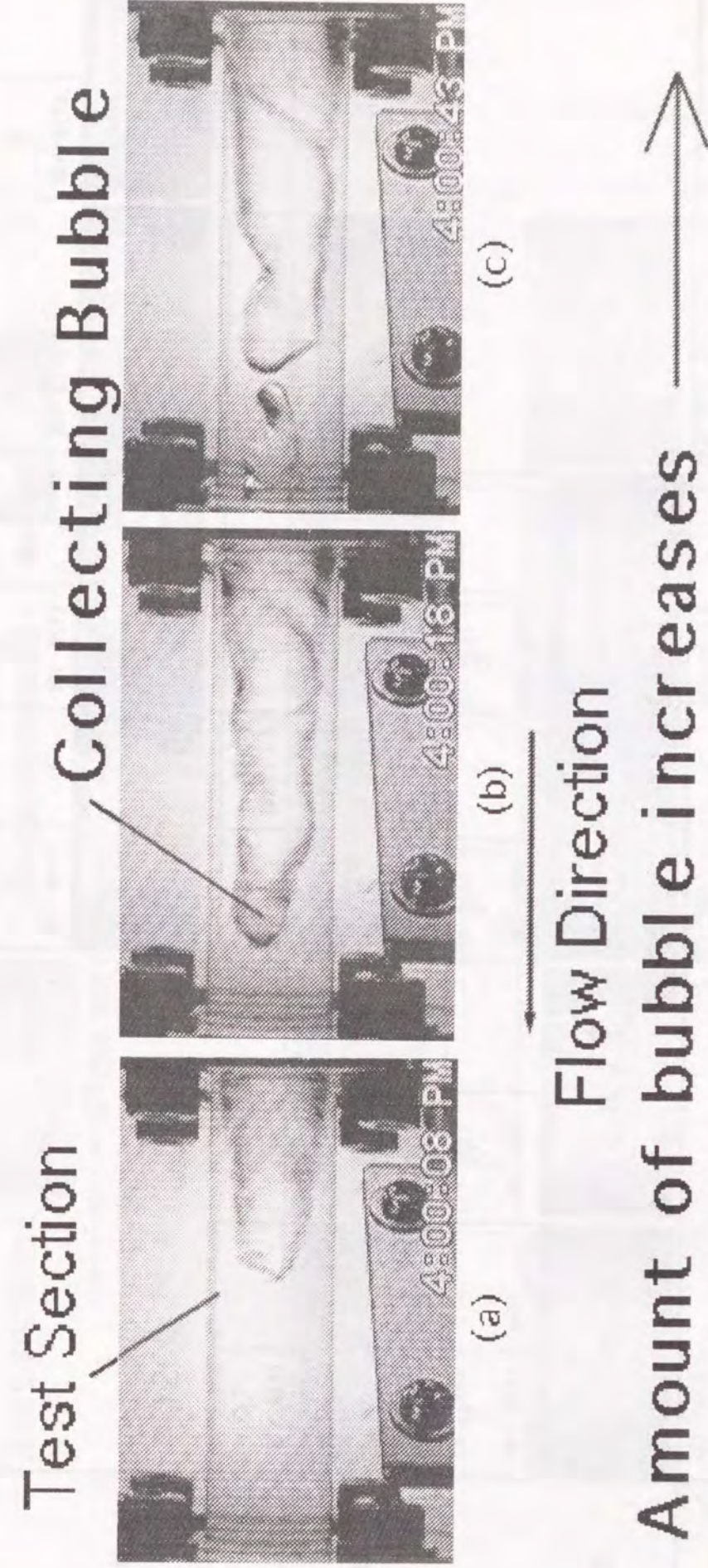


図5-5 混入気泡量と流動状況の関係
($Q_j=2000$ ml/min $L_{BS}=100$ mm $d_i=4$ mm)

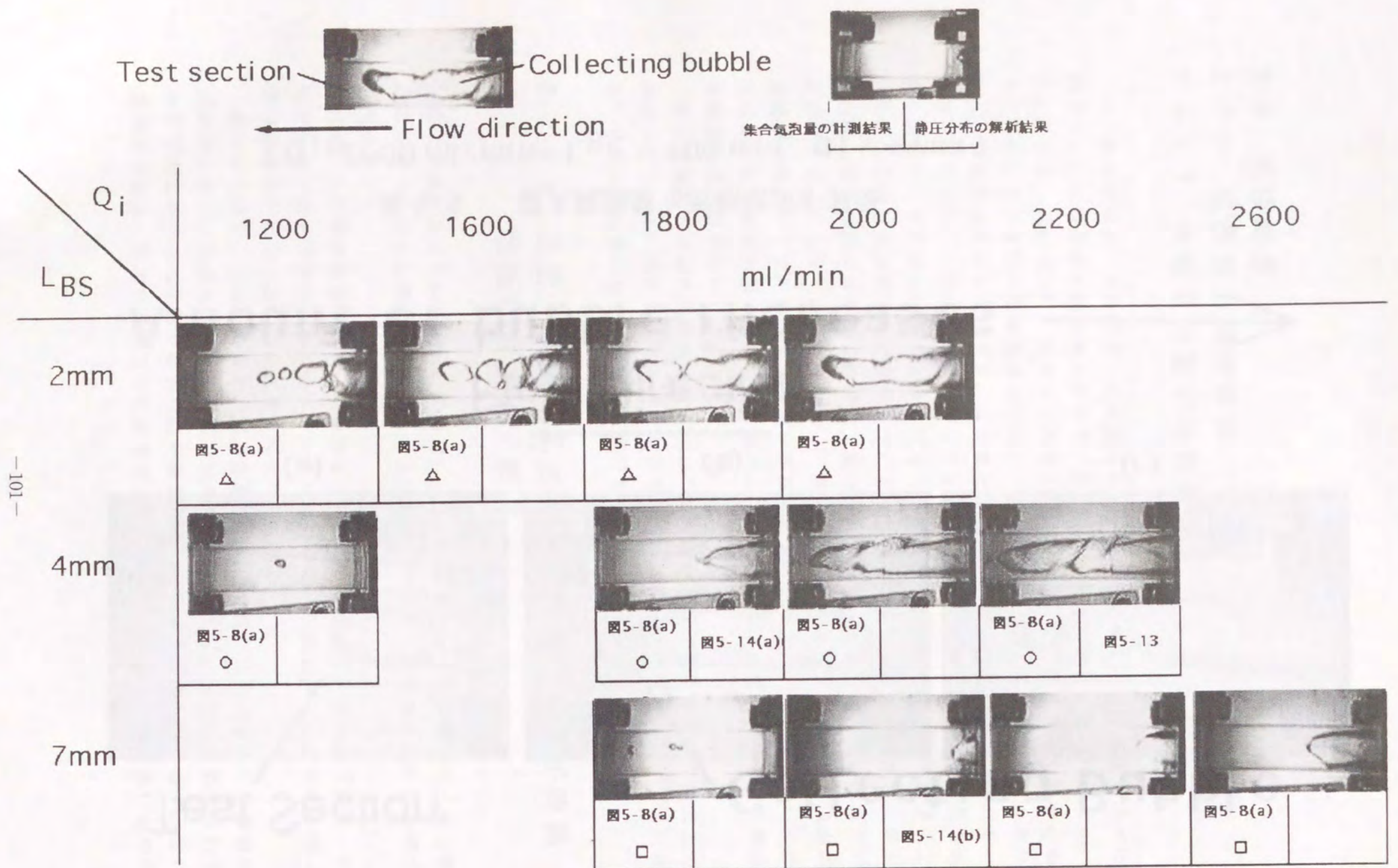


図5-6 流量および入口穴径と流動状況の関係 ($L_{BS} = 100 \text{ mm}$)

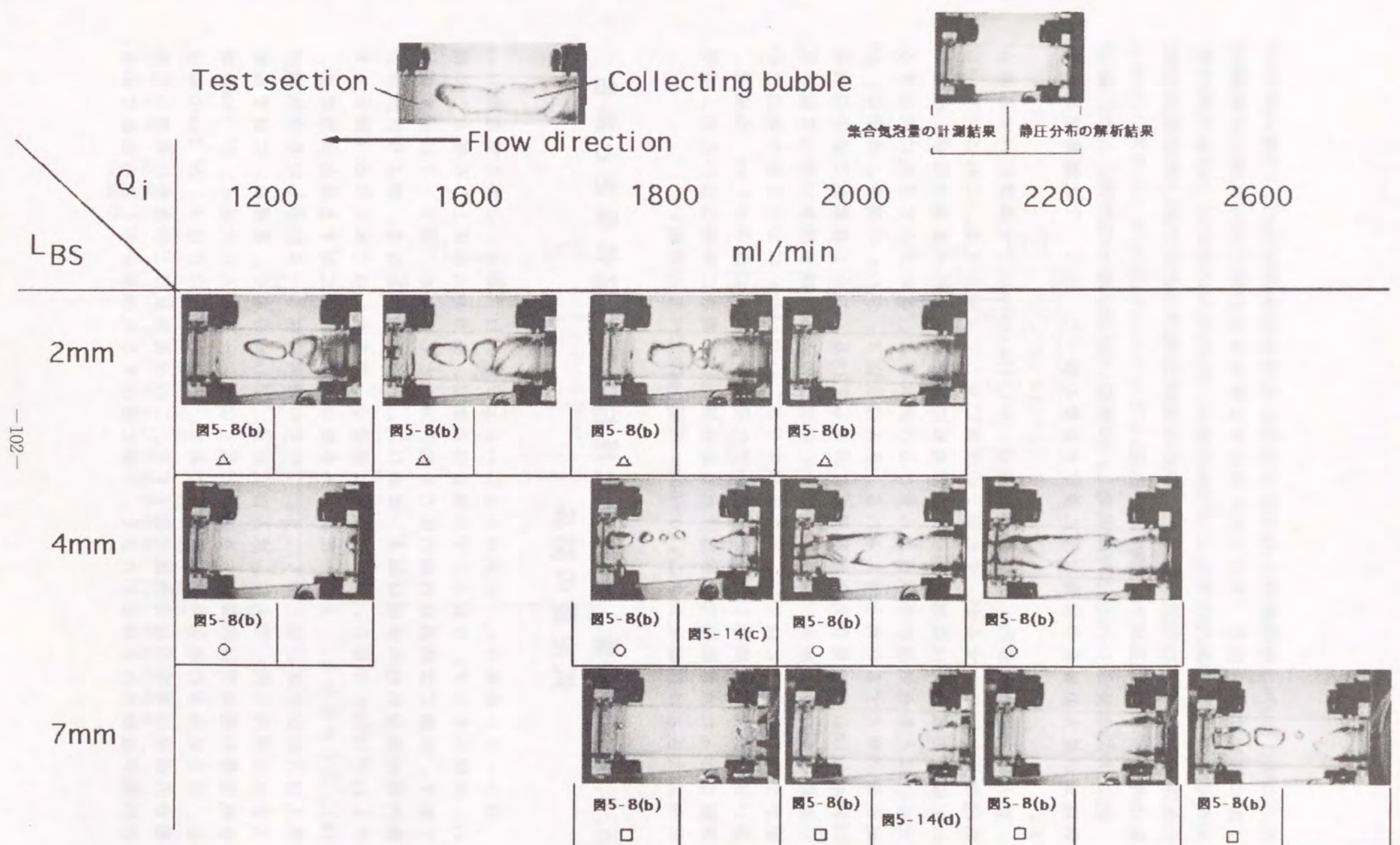


図5-6 流量および入口穴径と流動状況の関係 ($L_{BS} = 75 \text{ mm}$)

得られる。しかし時間経過と共に集合気泡の先端が引きちぎられ、一部の気泡が下流に流出する。図5-6は下流に流出する集合気泡が無くなった場合の流動状況を示している。液入口穴径 d_i が7mmの場合、他の液入口径の場合に見られた集合気泡表面のくびれが見られない。これは旋回流速が小さいため、集合気泡の表面に作用する剪断力が小さいためである。

次に供試体長さ L_{BS} を75mmに固定し、流量 Q_i および液入口穴径 d_i が、集合気泡量が最大の場合の流動状況に及ぼす影響を調べた。図5-7に観察結果を示す。

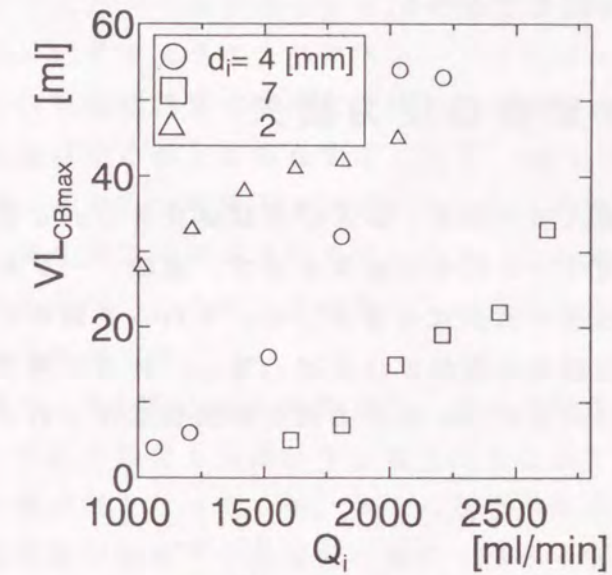
液入口穴径 d_i が2mmの場合、流量 Q_i が1600ml/min以下で流量に対する集合気泡の長さは増大するが、それ以上の流量に対しては減少する。これは1600 ml/min以上の流量では気泡注入直後に邪魔板に到達した気泡が破碎するが、流量が大きいほど集合気泡が邪魔板から受ける力が大きく、破碎されて下流に流出する気泡量が増大するためと考えられる。液入口直径 d_i が4mmの場合、流量 Q_i が2000ml/min以上で集合気泡が邪魔板に到達している。しかし邪魔板で破碎される気泡量は少なく、液入口直径 d_i が2mmの場合のように流量増加に伴って集合気泡が小さくなることはない。また供試体長さ L_{BS} が100mmにおける集合気泡との違いは、邪魔板に到達した部分を除いて大差無い。液入口直径が7mmの場合、実験を行った流量範囲では形成される集合気泡は邪魔板に到達しないため、集合気泡の大きさは供試体長さ L_{BS} が100mmの場合に比べて大差無い。

5.4.1.3 流量、液入口穴径および供試体長さと集合気泡量の関係

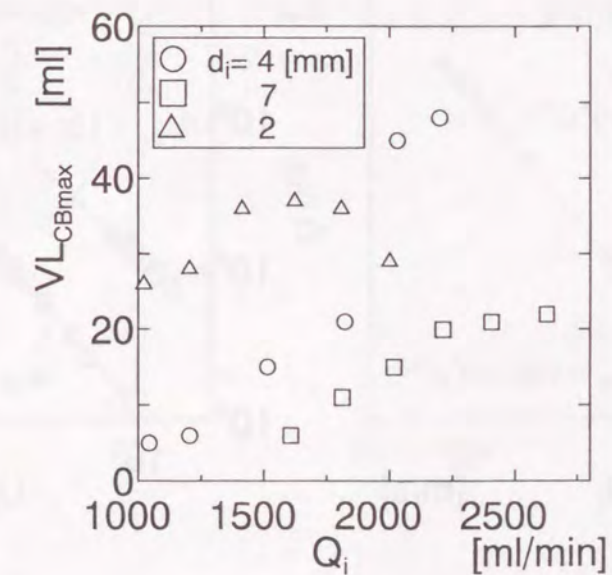
図5-8に流量 Q_i 、供試体長さ L_{BS} および液入口穴径 d_i と集合気泡量 VL_{CBmax} の関係を示す。なおここでの集合気泡量は、圧力を大気圧とした場合の体積で表す。実験では供試体内部の圧力を約0.3MPaとしたため、図5-7に示す供試体内部の集合気泡の体積は図5-8の VL_{CBmax} の約1/3となる。図より供試体長さ L_{BS} が100mmの場合、集合気泡量は流量 Q_i が大きいほど多くなる(図5-8(a))ことが分かる。また一部の例外を除いて同一流量に対する集合気泡量は、液入口穴径が小さいほど多くなる。これらの傾向は図5-6に示した集合気泡の大きさの傾向と同一である。液入口穴径 d_i が4mmの場合、流量 Q_i に対する集合気泡量の増加率は流量が大きいほど高くなる。一方液入口穴径 d_i が7mmの場合、集合気泡量の増加率はほぼ一定である。しかし液入口穴径 d_i が2mmの場合、集合気泡量の増加率は高流量で低下する。これは高流量ほど邪魔板に到達した集合気泡が破碎される割合が大きく、下流に流出する気泡量が多くなるためである。

このため流量 Q_i が2000ml/minでは、液入口穴径 d_i が2mmの方が4mmの場合より集合気泡量が少なくなる。

供試体長さ L_{BS} が75mmのとき、それぞれの液入口穴径で低流量の場合の集合気泡量は供試体長さが100mmの場合とほぼ一致する。しかし液入口穴径 d_i が2mmの場合、流量 Q_i が1600ml/min以上では供試体長さ L_{BS} が短いほど集合気泡量は少なくなり、流量が大きいほど供試体長さによる集合気泡量の差は大きくなる。



(a) 供試体長さ $L_{BS} = 100 \text{ mm}$



(b) 供試体長さ $L_{BS} = 75 \text{ mm}$

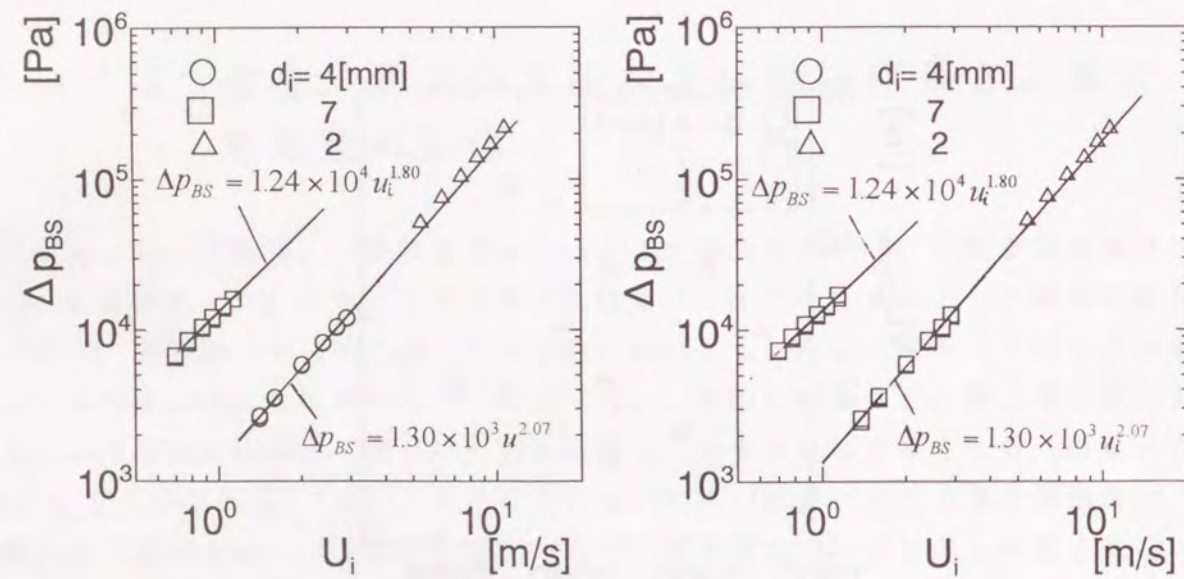
図5-8 流量 Q_i 、入口穴径 d_i および供試体長さ L_{BS} と集合気泡量 VL_{CBmax} の関係

これは5.4.1.2で述べた集合気泡の観察結果に対応している。

また液入口穴径 d_i が7mmの場合、供試体長さ L_{BS} が小さいほど集合気泡量は減少し、流量 Q_i が大きいほど供試体長さによる集合気泡量の差は大きくなる。この場合集合気泡の分裂は見られないため、集合気泡量が供試体長さの影響を受けるのは、液入口穴径 d_i が2mmとは別の原因が考えられる。そのひとつとして供試体内部の静圧が供試体長さにより変化することが考えられるが、これについては5.5節の流動解析結果で述べる。

5.4.1.4 供試体前後の圧力損失

次に液体流量 Q_i 、液入口穴径 d_i および供試体長さ L_{BS} と供試体前後の圧力損失の関係を調べた。図5-9にその結果を示す。実験データから最小自乗法により、圧力損失と流入流速の関係式を導出した。それらを図中に示す。液入口穴径が2および4mmの圧力損失の関係式はほぼ一致し、流速に関する次数は約2となった。ところが液入口穴径が7mmの圧力損失の関係式はこれと異なる結果が得られた。



(a) 供試体長さ $L_{BS} = 100\text{mm}$ (b) 供試体長さ $L_{BS} = 75\text{mm}$

図5-9 流量 Q_i 、入口穴径 d_i および供試体長さ L_{BS} と供試体前後の圧力損失 Δp_{BS} の関係

5.4.2 微小重力環境実験

微小重力実験では液入口穴径を2mmにおよび供試体長さを100mmに固定し、流量が流動状況におよぼす影響を調べた。

図5-10に流量 $Q_i = 500\text{ml/min}$ における通常重力環境下および微小重力環境下での流動状況を示す。この流量におけるは旋回流速は小さく、混入した気泡に作用する浮力が遠心力に比べて支配的となる。そのため旋回流場が破壊され、結果として図5-10(a)に示すような上部が気相、下部が液体の層状流となる。一方微小重力環境下では気泡に作用する浮力が微小となるため旋回流は破壊されず、遠心力の作用で気泡は中心軸上に集合する(図5-10(b))。ここでの集合気泡の形状は円筒状で、通常重力環境下で1000ml/min以上の流量で形成された円錐状のものと異なる。微小重力時間は1秒で短いため、この気泡がこの位置に保持されるかどうかは分からない。このことに関しては後述する供試体内部の流動状況の解析結果と併せて検討する。

図5-11に流量 Q_i を500ml/minに固定し、混入気泡量を増加させた場合の流動状況を示す。いずれの場合も気泡は中心軸上に集合しており、集合気泡が大きくなっても形状が軸対象となっている。さらに集合気泡表面でのくびれは見られない。この点で通常重力環境下で高流量の場合(図5-5参照)と異なる。

次に遠心力により気泡を中心軸上に集合させることのできる限界流速を見いだすため、流量を低下させた。図5-12に流量と流動状況の関係を示す。実験装置の性能上、流量を200ml/min以上に設定できなかったが、流量200ml/minで気泡が中心軸上に集合していることが分かる。

Collecting Bubble



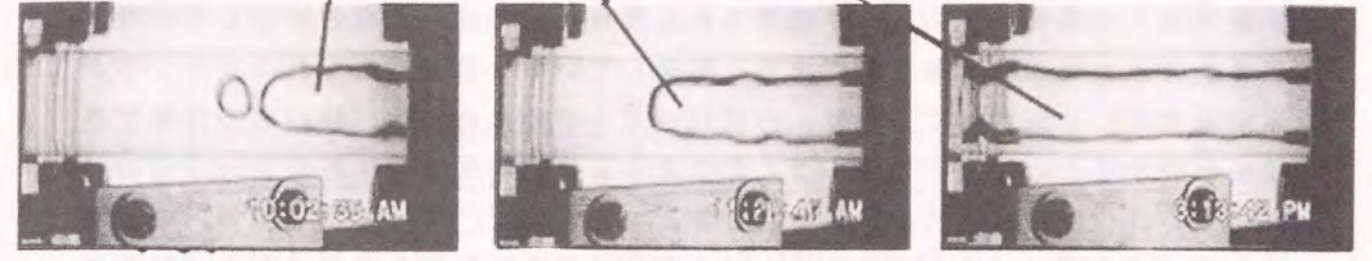
Flow Direction

(a) Normal Gravity

(b) Reduced Gravity

図5-10 通常重力下および微小重力下での流動状況
 ($Q_i = 500 \text{ ml/min}$ $L_{BS} = 100 \text{ mm}$ $d_i = 2 \text{ mm}$)

Collecting Bubble



Flow Direction

Amount of Bubble Increases

図5-11 混入気泡量を増大させたときの流動状況の変化
 ($Q_i = 500 \text{ ml/min}$ $L_{BS} = 100 \text{ mm}$ $d_i = 2 \text{ mm}$)

Collecting Bubble



Flow Direction

500 ml/min 300 ml/min 200 ml/min

図5-12 流量と流動状況の関係
 ($L_{BS} = 100 \text{ mm}$ $d_i = 2 \text{ mm}$)

5.5 供試体内部の流動解析

旋回流中の集合気泡の挙動や保持される集合気泡量は、気泡の存在しない液単相の旋回流場および静圧場に密接に関係しているものと考えられる。ところが本実験で用いた気泡除去装置は、内径18mmで小型のため、供試体内部の流動や静圧を計測することが出来なかった。そこで本研究では汎用流体解析コードFLOW-3Dを用い、供試体内部の流れ場および静圧場を求めた。本節では供試体内の旋回流場および静圧分布の解析結果と集合気泡の挙動に関する実験結果との関係について述べる。

5.5.1 解析結果

まず流れ場の解析にあたり、設定した仮定について述べる。流れ場は気泡の存在しない液単相流とし、非圧縮性、層流とした。また物理面を3次元とし、円柱座標 $(r - \theta - z)$ で表現した。液入口部の形状はメッシュ形成の都合上、一辺の長さが液入口直径に等しい正方形とした。なお解析メッシュ数は $r - \theta - z$ 方向にそれぞれ10、16および36個とした。

まず旋回流場および静圧場の解析結果について述べる。なお静圧は(5.1)式に示すように無次元化した。

$$p^* = \frac{p - p_0}{(1/2)\rho_1 u_1^2} \quad (5.1)$$

ここで p : 圧力 p_0 : 液入口圧力 u_1 : 液入口流速 ρ_1 : 液体密度とする。さらに r および z を供試体半径 $D_{BS}/2$ で無次元化し、それぞれ r^* および z^* で表した。

図5-13に流量 $Q_1=2200\text{ml/min}$ 、供試体長さ $L_{BS}=100\text{mm}$ および液入口穴径 $d_1=4\text{mm}$ における静圧場および軸方向速度ベクトルを示す。図5-13(a)より旋回流による遠心力の作用で、静圧が中心軸に向けて低くなる事が分かる。また中心軸上の圧力は上流側 ($z^*=0$) から下流側 (z の正の方向) に向けて低くなり、 $z^*=2.0$ 付近で極小値となって上昇することが分かる。静圧が極小値から上昇するのは粘性により旋回流が減衰し、遠心力による中心軸の圧力低下が低くなるためである。また $z^*>8.9\text{mm}$ で静圧が急激に上昇している。これは邪魔板により旋回流が急に減衰されているためである。さらに図5-13(c)に示すように中心軸近くに逆流が見られる。これは粘性および邪魔板により形成される逆圧力勾配により発

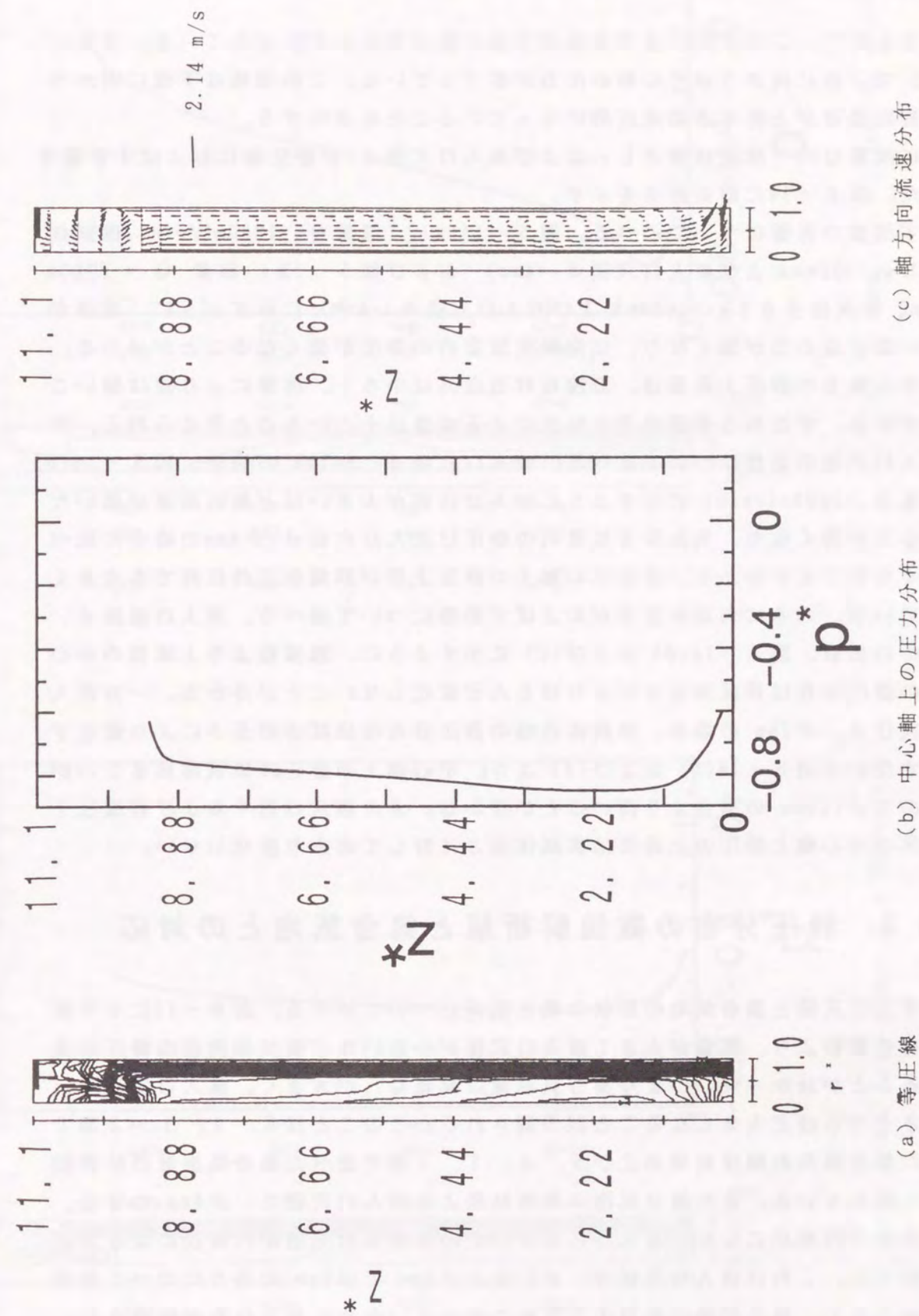


図5-13 供試体内部の流動解析結果 ($d_1=4\text{mm}$, $L_{BS}=100\text{mm}$, $Q_1=2200\text{ml/min}$)

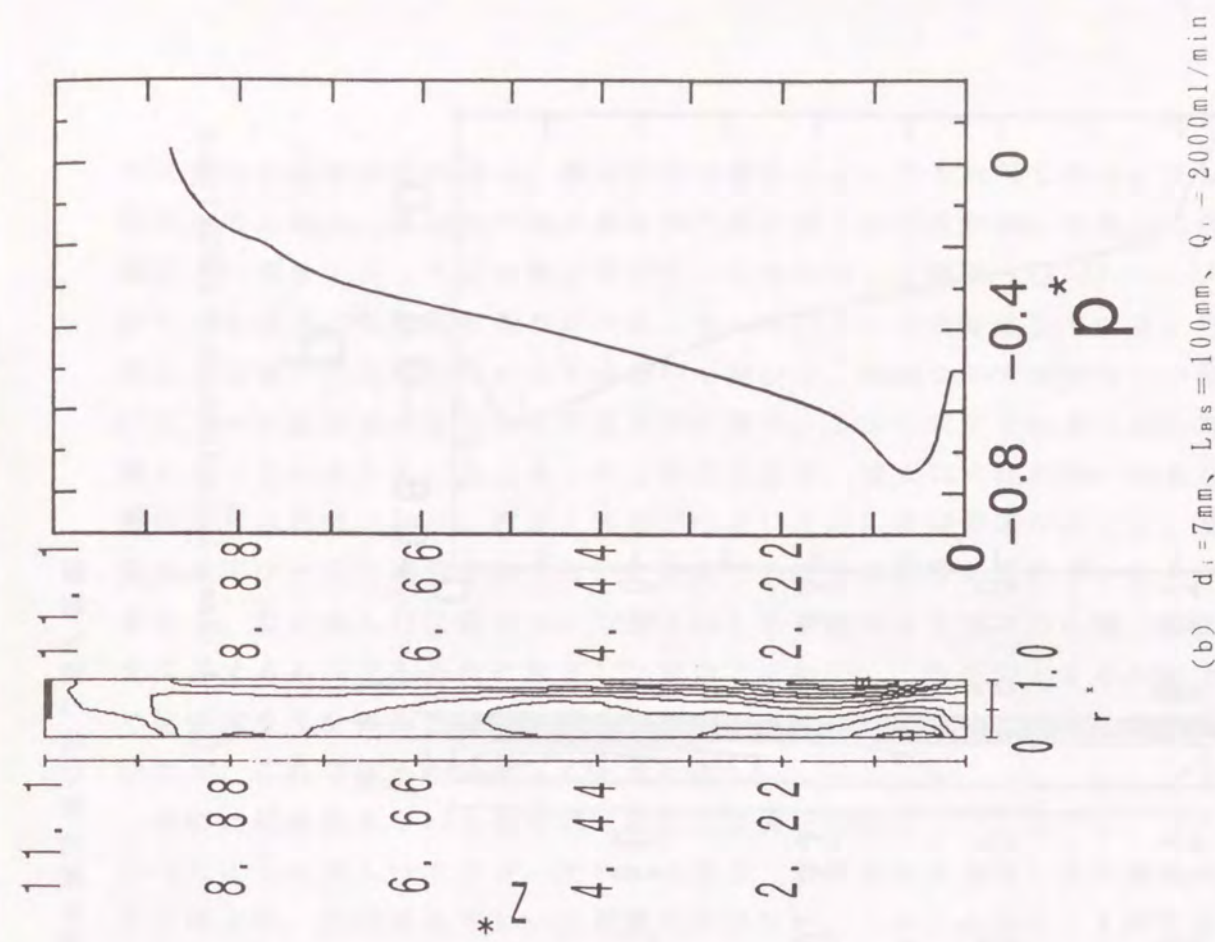
生するもので、この流れにより気泡が下流に流出するのが防がれている。また $z^* < 2.0$ で下流に向かうほど中心軸の圧力が低下している。この領域は下流に向かうほど巡回流速が上昇する助走区間になっていることを意味する。

次に流量 Q_i 、供試体長さ L_{bs} および液入口穴径 d_i が静圧場におよぼす影響を調べた。図 5-14 に解析結果を示す。

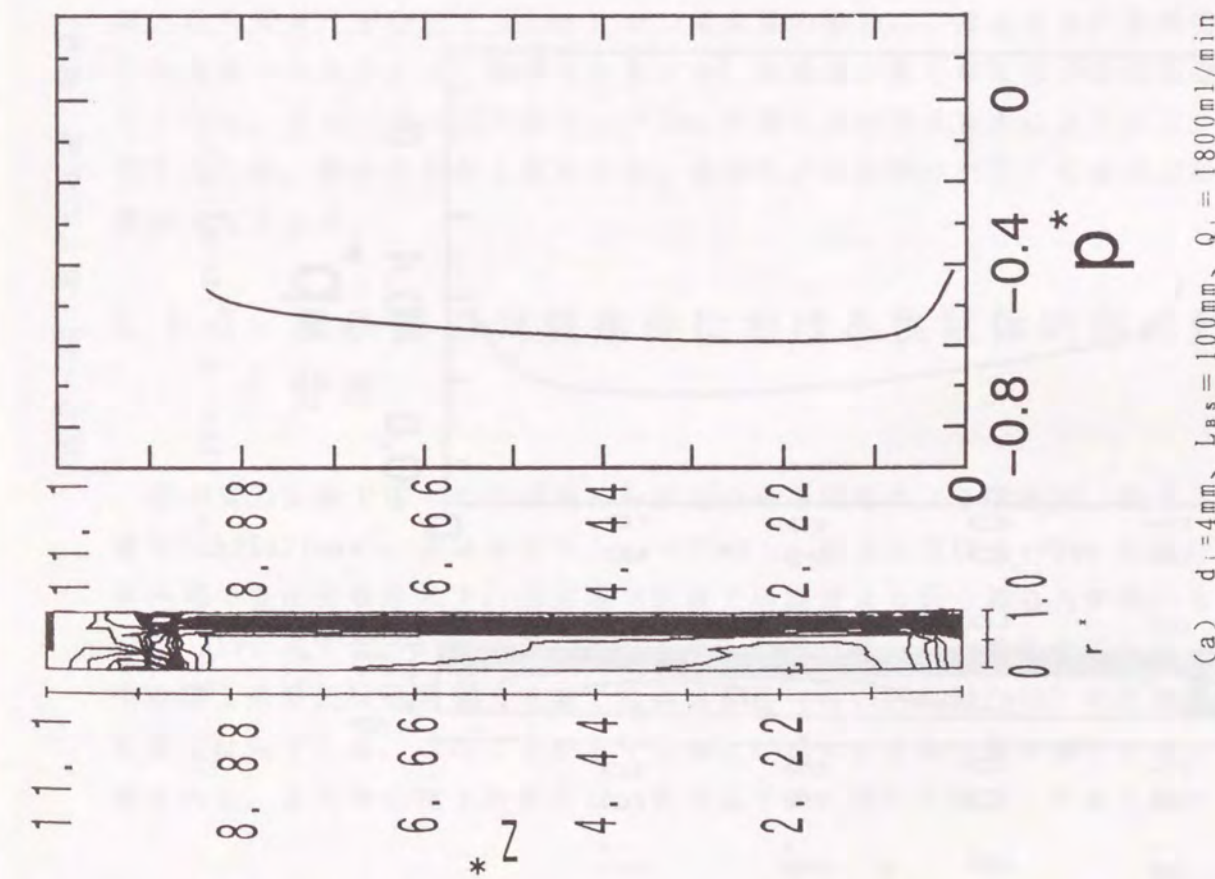
まず流量の影響について述べる。図 5-14(a) (流量 $Q_i=1800\text{ml/min}$ 、供試体長さ $L_{bs}=100\text{mm}$ および液入口穴径 $d_i=4\text{mm}$) および図 5-13 (流量 $Q_i=2200\text{ml/min}$ 、供試体長さ $L_{bs}=100\text{mm}$ および液入口穴径 $d_i=4\text{mm}$) に示すように、流量が大きいほど遠心力が強くなり、気泡除去装置内の静圧が低くなるのが分かる。また中心軸上の静圧上昇量は、邪魔板付近以外は小さく、流量により差は無いことが分かる。すなわち巡回流速の粘性による減衰は小さいものと考えられる。次に液入口穴径の影響について述べる。液入口穴径 d_i が 7mm の場合、図 5-14(b) (流量 $Q_i=2000\text{ml/min}$) に示すように液入口穴径が大きいほど巡回流速が低いため遠心力が弱くなり、気泡除去装置内の静圧は液入口穴径 d_i が 4mm の場合に比べて高くなるのが分かる。また中心軸上の静圧上昇が邪魔板近傍以外でも大きくなっている。さらに供試体長さがおよぼす影響について述べる。液入口直径 d_i が 4mm の場合、図 5-14(d) および(c) に示すように、邪魔板より上流側の中心軸上の静圧分布は供試体長さによりほとんど変化しないことが分かる。一方液入り口穴径 d_i が 7mm の場合、供試体内部の静圧分布は供試体の長さにより変化する。すなわち図 5-14(b) および(d) より、中心軸上の静圧は供試体長さ L_{bs} が 75mm の方が 100mm の場合より高いことが分かる。また液入口近くおよび邪魔板下流以外の中心軸上静圧の上昇量は供試体長さに対してあまり変化しない。

5.5.2 静圧分布の数値解析解と集合気泡との対応

まず入口穴径と集合気泡の形状の相互関係について述べる。図 5-14 に示す静圧分布の解析より、流量が大きく液入口穴径が小さいほど供試体内部の静圧が低下することが分かった。つまり集合気泡量は流量 Q_i が大きく、液入口穴径 d_i が小さくなるほど大きくなるのが予測される。このことは 5.4.1.2 節で述べた集合気泡の観察結果および 5.4.1.3 節で述べた集合気泡量の計測結果と一致している。また集合気泡の観察結果より液入口穴径 d_i が 4mm の場合、集合気泡が円錐状になり、液入口穴径が 7mm の場合集合気泡が円筒状になることが分かった。これは液入口穴径 d_i が 2 および 4mm では 7mm の場合に比べて巡回流速が大きく、集合気泡に作用する剪断力が大きいため集合気泡が破碎され、その結果集合気泡の形状が円錐状になるものと考えられる。また以下に述べるよ



(b) $d_i=7\text{mm}$, $L_{bs}=100\text{mm}$, $Q_i=2000\text{ml/min}$



(a) $d_i=4\text{mm}$, $L_{bs}=100\text{mm}$, $Q_i=1800\text{ml/min}$

図 5-14 液入口穴径、流量、供試体長さが静圧場におよぼす影響

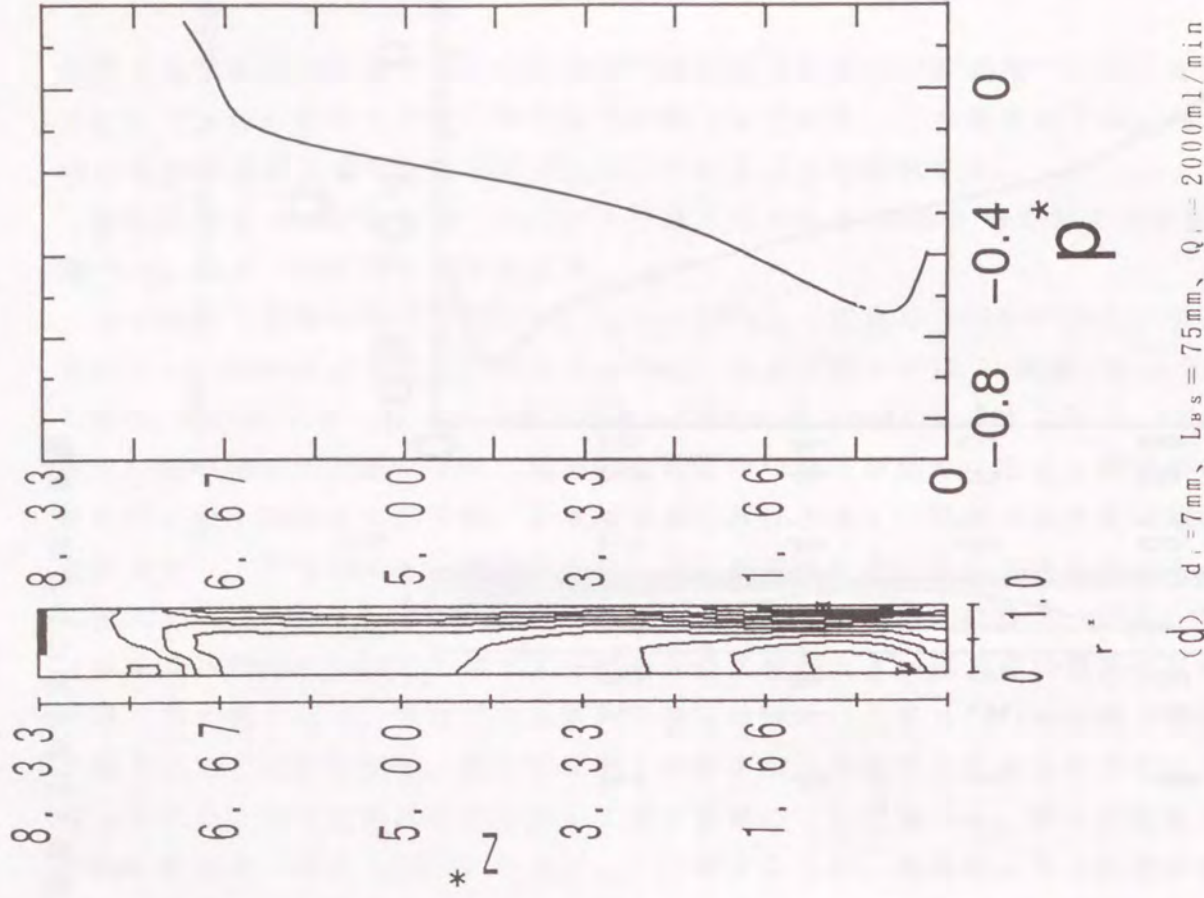
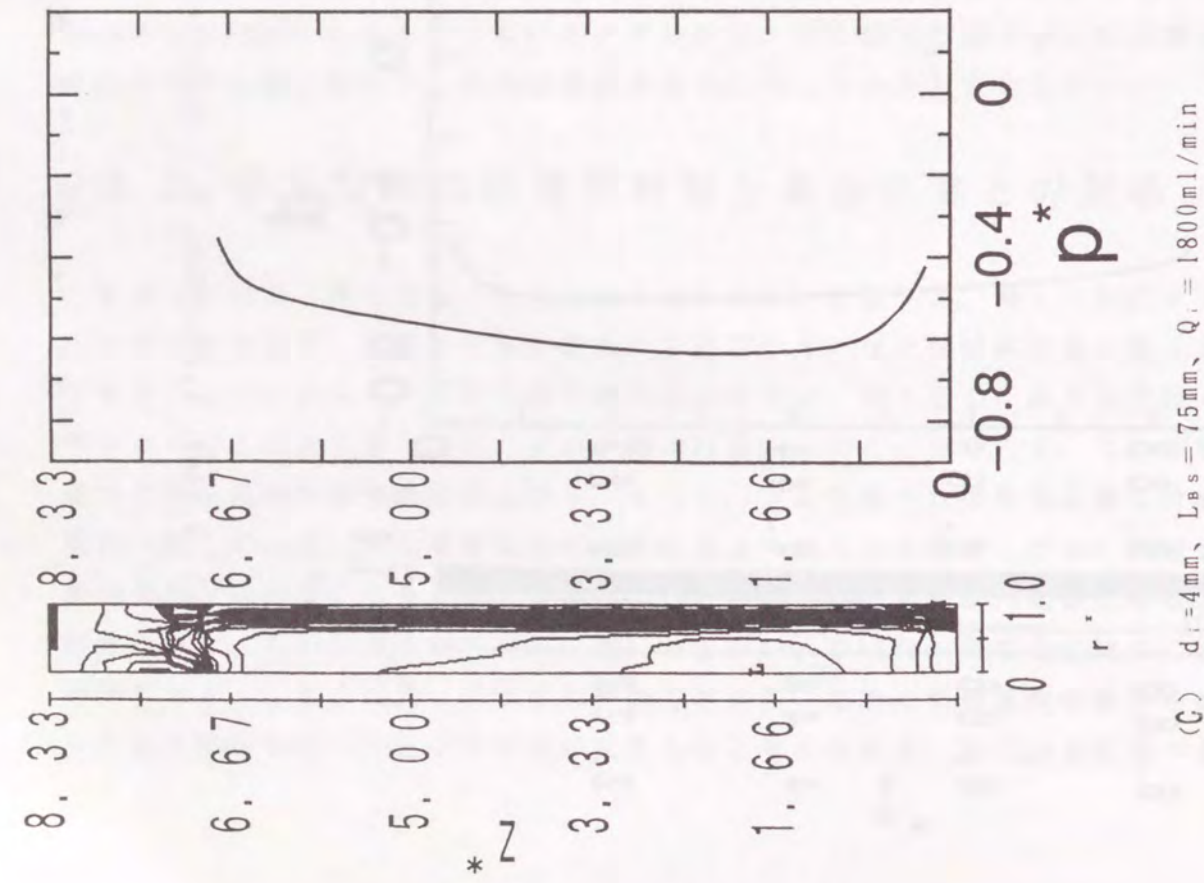


図5-14 液入口穴径、流量、供試体長さが静圧場におよぼす影響

5.5.3 微小重力実験条件における供試体内部の静圧分布

微小重力実験で行った低流量での静圧分布を解析により求めた。図5-15に流量 $Q_i=500\text{ml/min}$ 、供試体長さ $L_{bs}=100\text{mm}$ 、液入口穴径 $d_i=2\text{mm}$ における供試体内部の静圧分布を示す。通常重力実験での流量より低く遠心力が弱いものの、図5-17に示すように中心軸に向けて低くなる静圧分布が得られている。しかし中心軸上の静圧は通常重力実験での流量条件 ($Q_i>1800\text{ml/min}$) の結果に比べ一桁高くなっている。このことから中心軸上に集合する気泡量は減少することが予測される。また中心軸上の静圧は、供試体下流に向けて低下した後上昇する。静

うに集合気泡形状の相違は、静圧分布の相違によっても説明できる。すなわち集合気泡の形状は、供試体内部の等圧線の形状が入口穴径が4mmの場合に特に中心軸に近い部分で尖って下流側に伸びているのに対し(図5-14(b))、入口穴径が7mmの場合は等圧線の尖りが小さくなっていることに対応している。等圧線の中心軸近傍での尖りすなわち下流側への伸びは、供試体下流の液出口が絞られているために旋回流速を大きくする作用が働き、この作用が中心軸に近い部分ほど強くなっているために生じるものと考えられる。液入口穴径が7mmの場合にこの傾向が見られないのは、液流入流速が小さいために旋回流速が小さく、邪魔板で旋回流速が十分に減衰されるために液出口の絞りの影響を受けないことが原因と考える。なお液入口穴径が4mmで見られた等圧線の尖りは、中心軸上の圧力上昇を阻害するものであるため好ましい傾向ではない。これを防止するには下流部分で旋回流を十分に減衰させることが必要である(本供試体では8枚の邪魔板を用いたが、これでは不十分だったと考える)。

次に供試体長さ L_{bs} と集合気泡の形状の相互関係について述べる。5-5節で述べたように液入口穴径 d_i が4mmの場合、邪魔板部分を除く中心軸上の静圧上昇の傾きは、供試体長さ L_{bs} の影響を受けない。このことは5-4節で述べた集合気泡の形状や集合気泡量の供試体の長さに対する傾向に対応している。つまり供試体長さ L_{bs} を100mmから75mmに短縮しても気泡の回収性能は変わらず、気泡除去装置を小型化できることが分かる。ただし5.4.1.2節で述べたように液入口穴径 d_i が小さく(2mm)かつ高流量の場合は、集合気泡が剪断力の影響や邪魔板への衝突により破碎されるため、供試体が短くなるほど集合気泡量は少なくなる。さらに液入口穴径 d_i が7mmの場合は供試体長さにより静圧分布が変化するため、集合気泡量も変化する。具体的には供試体が短くなるほど集合気泡量は少なくなる。

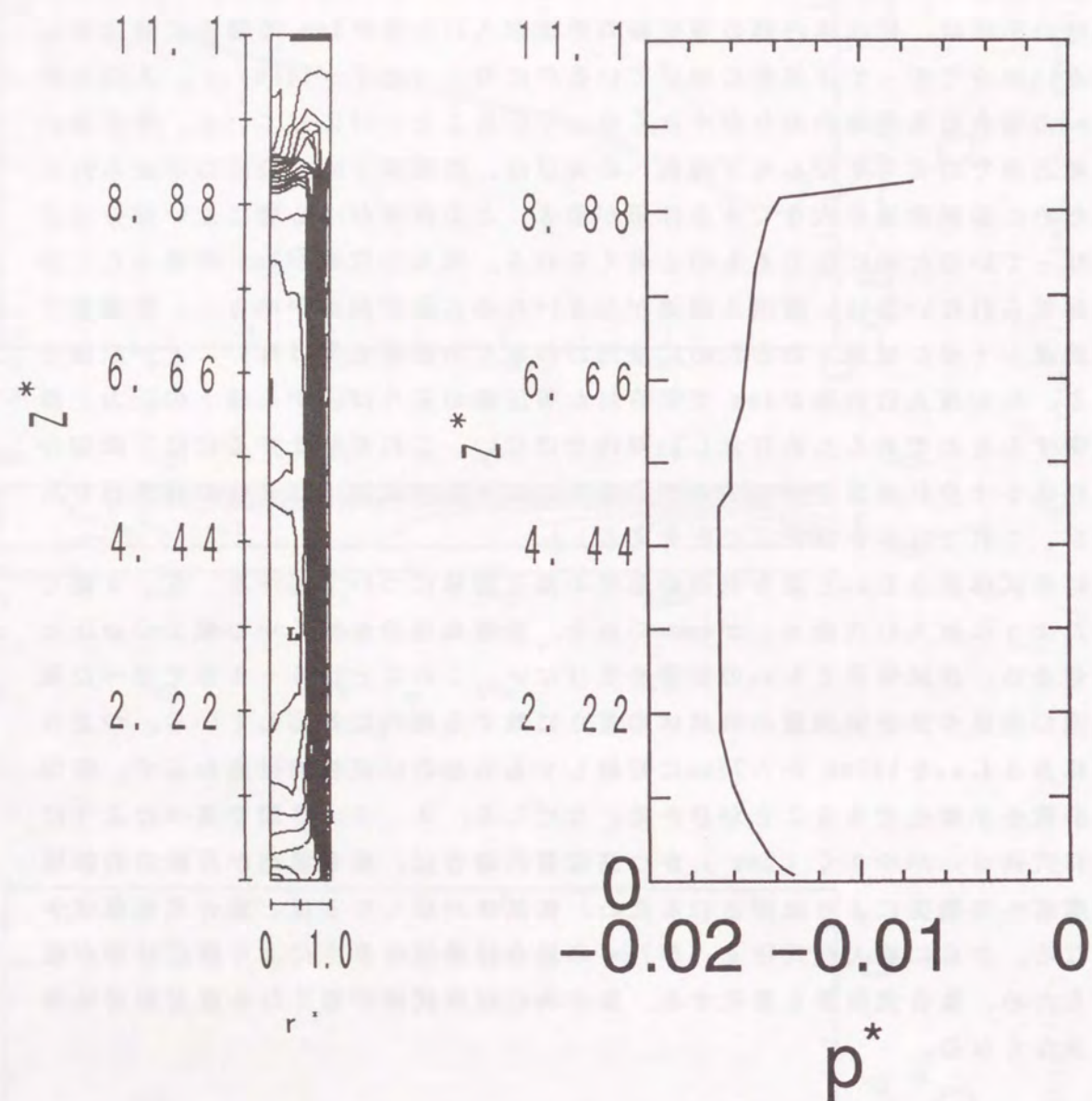


図5-15 供試体内部の静圧分布 ($d_i=2\text{mm}$ 、 $L_{BS}=100\text{mm}$ 、 $Q_i=500\text{ml/min}$)

庄の上昇量は邪魔板下流を除いて小さく、邪魔板がなければ集合気泡は下流に流出することが予測される。

5.6 考察

本節ではこれまでに得られた実験結果および解析結果を、気泡除去装置を設計する際に必要な設計基礎データとしてまとめる。

宇宙ステーション等の液体ループでは、ポンプの小型化および消費電力の低減のため、配管の一部として組み込まれる気泡除去装置の圧損を極力低下させることが望まれる。図5-16に通常重力環境実験で得られた流量 Q_i と集合気泡量 VL_{CBmax} および供試体前後の圧力損失 Δp_{BS} の関係 (図5-8および5-9に示す) を、圧力損失 Δp_{BS} と集合気泡量 VL_{CBmax} の関係で表し直したものを示す。この図は宇宙ステーション等でのミッション要求として提示される気泡除去量および圧力損失の許容量に対し、本気泡除去装置の適用可能性を判定するものである。図より集合気泡量が大きくなるほど供試体前後の圧力損失が大きくなることが分かる。さらに図より同一気泡量を回収する際の圧力損失は、液入口穴径 d_i が4、7、2mmの順で大きくなることが分かる。つまり液入口穴径 d_i に対し、最適値が存在することになる。最適値を持つ原因として液入口穴径が小さいほど旋回流速が大きくなり、気泡回収能力は向上するが、旋回流速が大きくなりすぎると集合気泡が剪断力や邪魔板への衝突で破砕され、集合気泡量がかえって小さくなるためである。

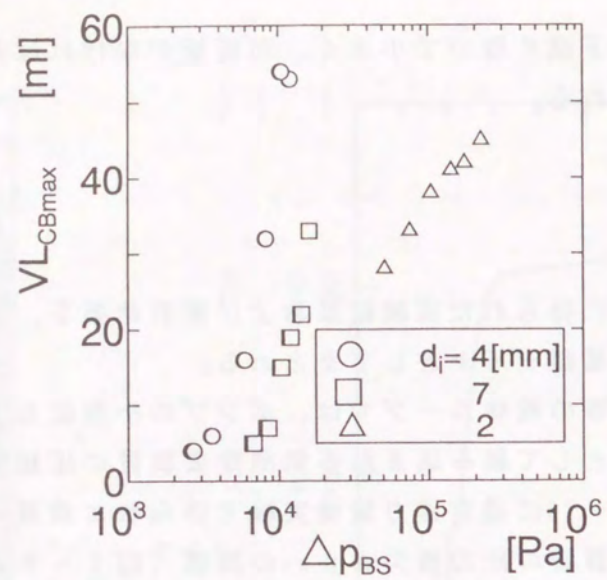
次に集合気泡量の評価式について検討する。実験結果および解析結果で述べたように、旋回流の強さが大きいほど集合気泡量が増大することが示された。そこで旋回流の強さを表す量として式(5.2)で表される角運動量 Ω を導入する。

$$\Omega = \rho_i A_i u_i^2 D_{BS} / 2 \quad (5.2)$$

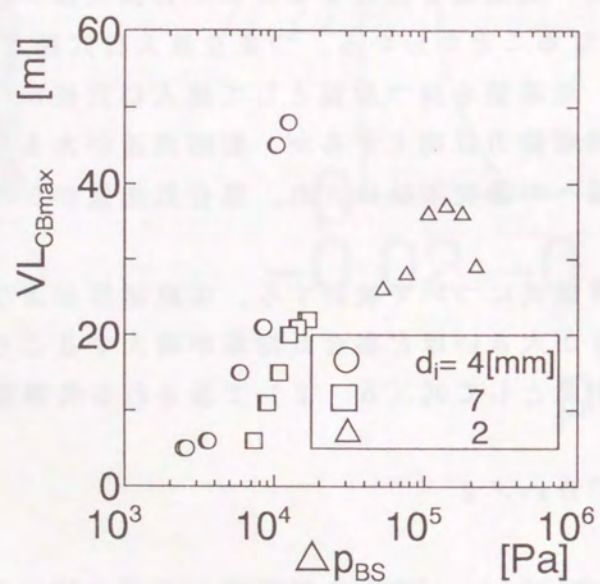
ここで ρ_i : 液密度 A_i : 液入口断面積 u_i : 液入口流速
 D_{BS} : 気泡除去装置直径

とする。

図5-17に角運動量 Ω と集合気泡量 VL_{CBmax} の関係を示す。なお集合気泡量は大気圧での体積で表す。図より集合気泡量の実験点は、液入口穴径が2mmの場合以外はほぼ同一の直線上にのることが分かる。最小自乗法により集合気泡量の実験式は以下ようになる。



(a) 供試体長さ $L_{BS} = 100\text{mm}$



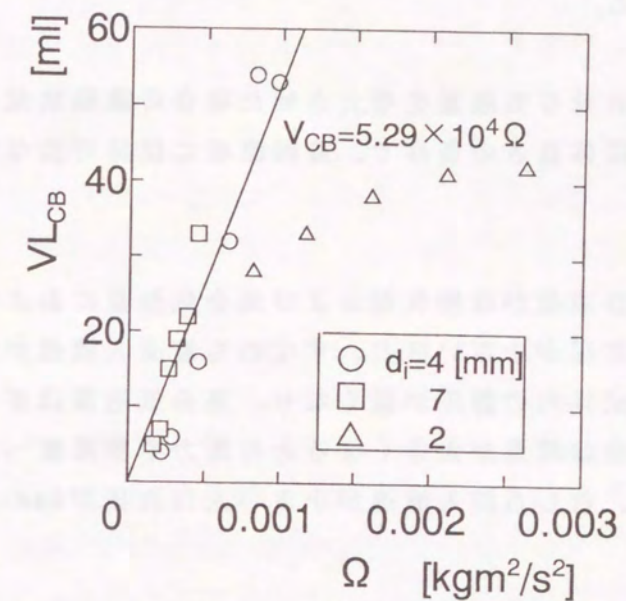
(b) 供試体長さ $L_{BS} = 75\text{mm}$

図 5-16 供試体前後の圧力損失と集合気泡量の関係

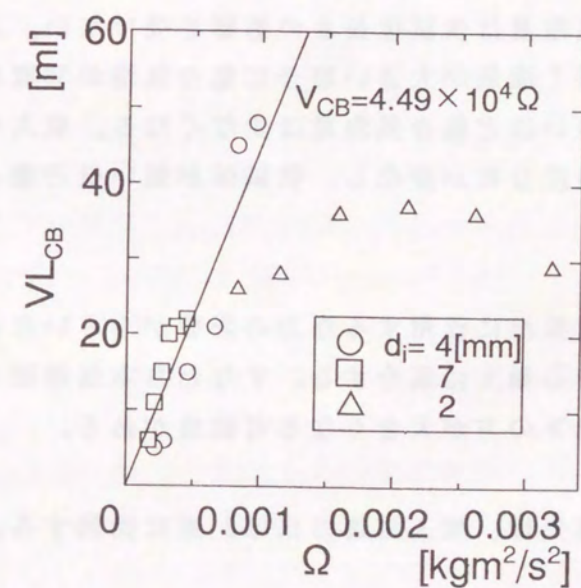
気泡除去装置の長さ : 100mm $V_{L_{CB}} = 5.29 \times 10^4 \Omega$ (5.3)

気泡除去装置の長さ : 75 mm $V_{L_{CB}} = 4.49 \times 10^4 \Omega$ (5.4)

なお液入口穴径が2mm の場合は、前述したように集合気泡の破碎のため、集合気泡量が他の場合に比べて少なくなる。つまり (5.3) および (5.4) 式を適用することはできない。



(a) 供試体長さ $L_{BS} = 100\text{mm}$



(b) 供試体長さ $L_{BS} = 75\text{mm}$

図 5-17 角運動量と集合気泡量の関係

5.7 まとめ

流動液体中の気泡除去技術として検討中の遠心力利用気泡除去装置の開発に先立ち、旋回流場中での気泡の集合状況を通常重力環境下および微小重力環境下で観察した。また気泡除去装置前後の圧力損失を通常重力環境下で計測した。さらに気泡除去装置内部の流動状況および静圧場を汎用解析コードを用いて解析した。結果を以下にまとめる。

(1) 旋回流中に混入させる気泡量を増大させた場合の流動状況を観察した。流量、液入口穴径および供試体長さの条件で、旋回流場に保持可能な気泡量に限界値が存在する。

(2) 液入口穴径および流量が流動状況および集合気泡量におよぼす影響を調べた。流量が大きく液入口穴径が小さいほど、すなわち液流入流速が大きいほど遠心力が強くなるために供試体内の静圧が低くなり、集合気泡量は多くなる。しかし液入口穴径が2mmの場合には流量が大きくなると剪断力や邪魔板への衝突により集合気泡が破碎するため、むしろ流入流速が小さい入口穴径が4mmの方が集合気泡量が大きくなる。

(3) 供試体長さが流動状況および集合気泡量におよぼす影響を調べた。液入口穴径が4mmの場合、邪魔板部分を除く中心軸上の静圧上昇量は供試体長さに対して変化しないため、集合気泡量は供試体長さの影響を受けない。また液入口穴径が2mmの場合、供試体が短く流量が大きい場合に集合気泡が邪魔板に到達して破碎されるため、供試体が短いほど集合気泡量は少なくなる。液入口穴径が7mmの場合、供試体長さにより静圧分布が変化し、供試体が短いほど集合気泡量は少なくなる。

(4) 微小重力環境下では気泡に作用する浮力の影響が小さいため、遠心力の小さい低流量でも、気泡は中心軸上に集合する。すなわち本気泡除去装置の流量の適用範囲は、微小重力環境下の方が大きくなる可能性がある。

(5) 供試体前後の圧力損失は、流入流速のほぼ2乗に比例する。

(6) 液入口穴径が4および7mmの場合において、集合気泡量は液入口流速から求められる角運動量にほぼ比例する。

(7) 集合気泡量が同一の場合の気泡除去装置前後の圧力損失は、液入口穴径が4、7、2mmの順で大きくなり、液入口穴径に最適値が存在する。

6. 全体総括

将来の宇宙活動の活発化に伴い、微小重力環境下において液体の位置制御、気液界面の安定保持、液体中の気泡の除去といった流体制御技術の確立が重要である。

本研究では容器内の液体位置の制御および気液界面の安定化技術の一例としてペーン型表面張力タンクを取り上げた。ペーン型表面張力タンクは、ペーンとタンク内壁間で形成される気液界面に作用するキャピラリ力で、液体位置の保持および気液界面の安定化を行っている。このキャピラリ力は微小であり、わずかな加速度でもこれらの機能が働かなくなる。このため、液体を液出入口に保持するための加速度に関する条件（タンクの加速度に関する適用条件）を明確にすることが重要である。本研究ではこれまでの表面張力タンクではあまり検討されていない、液体の固体壁に対する濡れ性（接触角）がタンクの加速度に関する適用条件におよぼす影響について調べた。まず二次元タンクを用いた微小重力実験により、接触角、ペーン形状およびアレッジ（タンク内部のガスの部分）体積がタンク内の液体挙動におよぼす影響を調べた。さらに二次元解析により、タンクの形状および接触角がタンクの適用限界を表す臨界ボンド数におよぼす影響を調べ、接触角が小さく、タンク内壁との隙間が小さいペーン形状の方が臨界ボンド数が高くなることを示した。また微小重力実験との比較により、タンク内壁との隙間が小さいペーン形状の場合に解析で予測された臨界値以下のボンド数で、液体が液出入口に保持されることが分かった。また三次元タンクを用いた微小重力実験により、液体が液出入口に保持されることが示されたが、ペーン枚数および形状の条件により、アレッジが分裂することが分かった。解析によりアレッジが分裂する機構を説明し、解析で予測した条件でアレッジの分裂が起こることが示された。

また将来の宇宙活動では、液体の排出および充填が繰り返し可能なタンクの開発が必要とされており、本研究ではこのようなタンクにペーン型表面張力タンクを適用することを考えた。これまでペーン型表面張力タンクは、人工衛星の燃料タンク等で専ら液体の供給のみに使用されてきたため、ペーン型表面張力タンクに液体を充填した場合のタンク内の液体挙動について検討された例は少ない。そこで本

研究ではタンクへの液充填時の液体挙動に関し、液流入流速およびペーン枚数がおよぼす影響を調べた。まず二次元タンクに液体を流入させた場合の液体挙動を観察した。その結果、ある流入流速以上で液入口付近でガスの巻き込みが起こり、液体中に気泡が滞留する様子が確認された。汎用流体解析コードを用いた解析結果と合わせた検討により、このガス巻き込みはペーンに沿った気液界面の接触点の移動速度が、タンク内壁に沿ったそれに比べて大きいことにより発生することが分かった。またガス巻き込みを起こさないための流入流速の臨界値は、接触角が大きい場合に低下することが示された。次に三次元タンクに液体を流入させた場合の流体挙動を観察し、ペント口からの液体の流出を起こさないための限界流速が存在することが示された。またこの限界流速は、ペーン枚数が多いほど上昇することが分かった。

タンクにおける流体制御技術の今後の課題として、極低温液体の制御技術の確立が挙げられる。ペーン型表面張力タンクに極低温液体の適用することを考慮すると、極低温液体は一般に表面張力が低いため、液体の位置の保持および気液界面の安定保持を実現するための臨界ボンド数および限界流速が非常に低くなる。臨界ボンド数および限界流速を上昇させることが今後の課題として残される。さらに極低温液体は揮発性が高いため、わずかな熱侵入によりタンク内部の内圧が上昇する。タンクにおける熱制御技術も重要な課題となる。

材料生成装置やライフサイエンス実験で用いられる電気泳動装置で必要となる、静止液体中の気泡除去装置として、静電気力の一種である誘電泳動力を応用することを検討している。本研究では誘電泳動力を利用した気泡除去装置の開発に先立ち、誘電泳動力が作用する勾配電界中の、単独気泡の挙動を通常および微小重力環境下での実験および解析により検討した。まず通常重力環境下で、液体中の等密度液滴の挙動を観察した。その結果、直流勾配電場下では力の大きさを見積もることが困難な電気泳動力やEHD対流の影響が大きくなるため、これらの影響を排除するには交流電場の使用が望ましいことが示された。次に微小重力環境下で誘電液体（シリコン油）および導電性液体（純水）中の単独気泡の挙動を観察した。気泡が誘電泳動力の影響で電場の弱い方向に直線的に移動することが示された。また気泡挙動を解析により求め、実験結果との比較を行った。誘電泳動力の表示式にJonesの式⁽⁶⁷⁾（本文中の(4.3)式)を、粘性抵抗の式に気泡表面での流速を考慮した式⁽⁷²⁾を用い、固体壁（電極）との流体力学的相互間力⁽⁷³⁾を考慮した場合に実験結果と最も良く一致することが示された。Jonesの式⁽⁶⁷⁾が適用できない大型気泡の挙動の把握が今後の課題である。さらに複数気泡の場合は気泡間に流体力学的および静電気力学的相互間力が作用するため、このような挙動の解明も行う必要がある。

宇宙機の熱制御用液体ループ等で必要となる流動液体中の気泡除去装置として、

旋回流場に作用する遠心力を利用したものを検討している。本研究ではこの遠心力利用気泡除去装置の開発に先立ち、旋回流場に保持される気泡挙動を調べた。まず通常重力環境下で、流量、気泡除去装置の長さおよび液入口穴径が気泡の集合状況におよぼす影響を調べた。流量が大きく、液入口穴径が小さいほど旋回流速が大きくなるため、旋回流場に保持される気泡量は多くなることが分かった。しかし旋回流速が大きすぎる場合および気泡除去装置の長さが小さい場合は、剪断力や邪魔板への衝突により一部の気泡が下流に流出するため、集合気泡量は減少する。次に微小重力環境下での気泡の集合状況を観察した。この場合、気泡に作用する浮力の影響が小さいため、通常重力環境下では出来なかった低流量での気泡の集合が可能であった。しかし微小重力時間が短かったため、現時点では集合気泡が旋回流場に保持されるかどうか確定的なことは言えない。より長時間の微小重力環境下での検討が必要である。さらに今後の課題として、集合気泡を外部に排出する技術の確立が挙げられる。すなわち宇宙機での適用を考えると、集合気泡を排出する際に宇宙で貴重な液体が外部に流出するのは望ましくなく、気泡のみ選択的に排出させる技術の確立が必要である。本研究では撥水性中空糸膜を使用することを考えたが、これの設置方法および気泡除去性能の評価が課題である。また混入気泡の直径と集合気泡挙動の関係の把握および集合気泡の検出技術の確立も課題として挙げられる。

本論文では微小重力環境下での流体制御技術として、表面張力、静電気力および遠心力を利用したものについて述べてきた。また最後にこれらの特徴と流体制御技術への適用範囲について述べることにする。

表面張力を利用する流体制御技術では、液体もしくは気泡と固体壁との接触が必要となる。本論文ではタンク内部の液体位置の制御および気液界面の安定化について述べたが、他の気泡除去技術に適用可能である。具体的には気泡をメッシュや膜で捕捉する方法であり、流動液体中の気泡除去に適用できる。しかし静止液体中の気泡除去への適用を考えると、個々の気泡に接触する固体壁を設ける必要があり、固体壁の設置が可能な機種以外での適用は困難である。

静電気力を利用する方法では一般に高電圧を必要とするため、宇宙機特に有人ミッションでの適用には、現在のところ安全性の問題から困難とされている。しかし静電浮遊装置（静電気力で熔融材料を浮遊させて凝固させ、高品質の材料を生成させるもの）等、高電圧を使用する機種が検討されており、将来は有人宇宙機でも高電圧の使用が可能になるものと考えられる。静電気力をタンク内の流体制御に適用するには非常に高い電圧を必要とするため、不可能と考える。また流動液体中の気泡除去への適用は、液体の慣性力に打ち勝つ力を発生させるには電圧が高くなり、絶縁破壊の問題から困難と考えられる。液流速が非常に遅い場合か、遠心力や表面張力の補助的な力として適用されるに限られるであろう。

遠心力を利用する方法では、旋回流を形成する方法であれば加速度の外乱をおよぼすことが無いため、宇宙機での適用が有望である。タンク内の流体制御への適用に関して述べると、容器内への液体充填の際に、気液界面の安定化法として液体をタンク内壁に沿って流入させ、旋回流を形成する方法が検討されている⁽⁶¹⁾。また静止液体中の気泡除去への適用は、機器全体を回転運動させ、人工的に重力を形成する方法が考えられる。しかし回転による重力の外乱により、他の機器への悪影響を考えると、材料生成装置やライフサイエンス実験装置への適用は困難と考えられる。

上述した表面張力、静電気力および遠心力の各流体制御技術への適用性を評価した結果を表6-1にまとめた。総合的に評価すると表面張力を利用した方法が最も適用範囲が広いことになる。ところが各機種に応じて上記の力を使い分ける必要があるのは言うまでもない。今後は上記の力を含め、他の力を利用した技術に関する検討を深める必要がある。

表6-1 表面張力、静電気力、遠心力と流体制御技術への適用性について

	容器内流体制御	気泡除去（静止液）	気泡除去（流動液）
表面張力	○	△	○
静電気力	×	○	△
遠心力	△	×	○

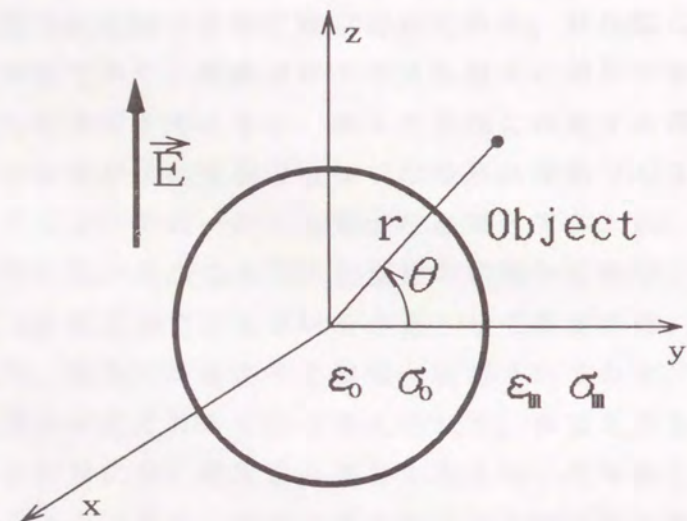
付録1 緩和時間について

電場を作用させたことにより誘電率の不連続な界面（例えば液体中の気泡の界面）に発生した誘導電荷は、時間経過に伴い指数関数的に減少する。このような電荷の減少を緩和といい、減少の時定数を緩和時間 τ という。付録1では電荷の緩和について詳細に述べる。

図付1-1に示すように比誘電率 ϵ_m 、導電率 σ_m の媒質中に球形の物体（比誘電率 ϵ_o 、導電率 σ_o ）の物体があり、時刻0にステップ的に電場 $E(t)$ を作用させた場合を考える。すなわち電場 E を式(付1.1)で表す。

$$E(t) = E_o u(t) \quad (\text{付1.1})$$

ここで $u(t)$ はステップ関数を表す。なお物理面を球形物体の中心を原点とした直行座標 x, y, z をとり、電界の方向を z 軸に一致させる。なお各物理量は z 軸に関して対称とする。また原点を中心とする球座標 r, θ とする。物体内外の電場および物体表面の電荷密度 σ_o は、電位 Φ に関するラプラス方程式を物体表面での境界条件の下に解けば求められる。以下にこの手順で物体表面の電荷の



図付1-1 座標系

時間変化について論じる。

電位 Φ に関する支配方程式は空間的に分布する電荷が存在しない場合、式(付1.2)に示すラプラス方程式になる。

$$\Delta\Phi = 0 \quad (\text{付1.2})$$

この方程式の解のうち物体内部における解 Φ_o は、物体中心（原点）で物理量が無限大にならない条件の下で(付1.3)式で与えられる⁽⁷⁹⁾。

$$\Phi_o = C_1 r u(t) \cos\theta \quad (\text{付1.3})$$

また物体外部における解 Φ_m は、無限遠方で物理量が無限大にならない条件の下で(付1.4)式で与えられる⁽⁷⁹⁾。

$$\Phi_m = (-E_o r + B_1 r^{-2}) u(t) \cos\theta \quad (\text{付1.4})$$

なおここで B_1 および C_1 は未知定数である。境界条件は物体表面上 ($r = R_o$) で以下のように与えられる。

$$\Phi_o = \Phi_m \quad (\text{付1.5})$$

$$\epsilon_o E_{ro} - \epsilon_m E_{rm} = \sigma_p \quad (\text{付1.6})$$

なおここで

$$E_{ro} = \frac{\partial\Phi_o}{\partial r}, \quad E_{rm} = \frac{\partial\Phi_m}{\partial r}$$

(付1.3)式および(付1.4)式を(付1.5)式および(付1.6)式に代入して未知定数 B_1 および C_1 を求め(付1.6)式に代入すると、 σ_o の時間 t に関する常微分方程式が得られる。これは(付1.8)式で表される。

$$\frac{\partial\sigma_p}{\partial t} + \frac{2\sigma_o + \sigma_m}{(2\epsilon_o + \epsilon_m)\epsilon_o} \sigma_p = \left[(2\sigma_o + \sigma_m) \frac{\epsilon_m - \epsilon_o}{2\epsilon_o + \epsilon_m} E_o u(t) + (\sigma_o - \sigma_m) E_o \right] \cos\theta \quad (\text{付1.8})$$

よって表面電荷 σ_o は(4.4)式に与えられる時定数で減少することが分かる。

付録2 気泡径の高次項を考慮した誘電泳動力の評価式(4.30)の導出

付図2-1に示すように気泡の中心位置を(x, y, z)とし、気泡の中心を原点とする座標(ζ, η, ξ)を設定する。誘電泳動力の評価式はエネルギーの原理から式(付図2.1)のように表される⁽⁷⁰⁾。

$$\vec{F}_{DEP} = \text{grad} \left(\frac{1}{2} \iiint_{\zeta^2 + \eta^2 + \xi^2 = R_o^2} (\epsilon_o - \epsilon_m) \epsilon_o \vec{E}_o \cdot \vec{E}_m d\zeta d\eta d\xi \right) \quad (\text{付2.1})$$

(ζ, η, ξ)における電界の強さはマクローリン展開により、式(付2.2)で与えられる。

$$\begin{aligned} & \vec{E}_o(\zeta, \eta, \xi) \cdot \vec{E}_m(\zeta, \eta, \xi) \\ &= \vec{E}_o(0,0,0) \cdot \vec{E}_m(0,0,0) \\ &+ \frac{\partial(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial x} \Big|_{(0,0,0)} \zeta + \frac{\partial(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial y} \Big|_{(0,0,0)} \eta + \frac{\partial(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial z} \Big|_{(0,0,0)} \xi \\ &+ \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial x^2} \Big|_{(0,0,0)} \zeta^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial y^2} \Big|_{(0,0,0)} \eta^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial z^2} \Big|_{(0,0,0)} \xi^2 \\ &+ \frac{\partial^2(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial xy} \Big|_{(0,0,0)} \zeta\eta + \frac{\partial^2(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial yz} \Big|_{(0,0,0)} \eta\xi + \frac{\partial^2(\vec{E}_o \cdot \vec{E}_m)}{\partial zx} \Big|_{(0,0,0)} \xi\zeta \\ &+ o(\zeta^3, \eta^3, \xi^3) \end{aligned} \quad (\text{付2.2})$$

(付2.2)を(付2.1)に代入し、さらに

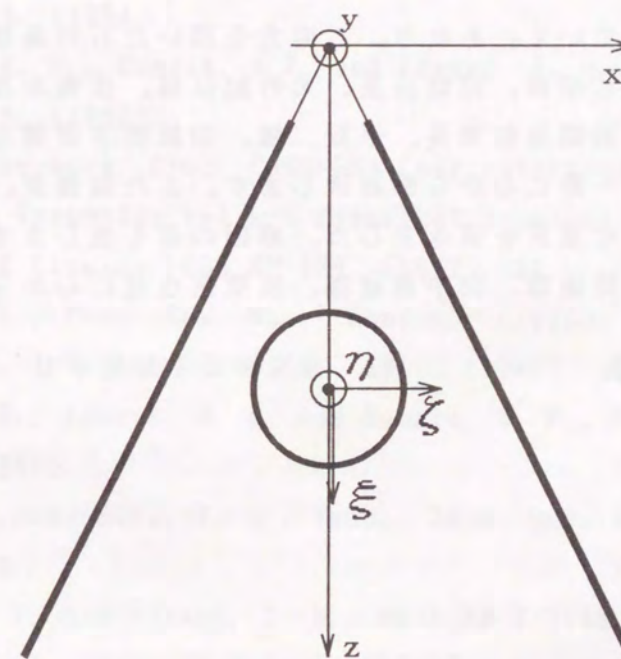
$$\vec{E}_o = \frac{3\epsilon_m}{\epsilon_o + 2\epsilon_m} \vec{E}_m \quad (\text{付2.3})$$

を考慮すると(4.30)式が得られる。ただし(4.30)式では \vec{E}_m を \vec{E} で表記している。なお体積積分を実行する際、以下に示す球座標に変換している。

$$\zeta = \rho \sin\theta \cos\phi \quad \eta = \rho \sin\theta \sin\phi \quad \xi = \rho \cos\theta \quad (\text{付2.3})$$

積分の実行結果は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \int \zeta dv &= \int \eta dv = \int \xi dv = 0 \\ \int \zeta^2 dv &= \int \eta^2 dv = \int \zeta \eta dv = \int \eta \xi dv = \int \xi \zeta dv = 0 \\ \int \xi^2 dv &= \int_0^{R_o} \rho^4 d\rho \int_0^\pi \cos^2\theta \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{R_o^2}{5} \frac{4}{3} \pi R_o^3 \end{aligned} \quad (\text{付2.4})$$



図付2-1 座標系

謝辞

本論文の審査をして頂き、有益なご指導とご助言を頂いた、大阪大学基礎工学部教授、辻本良信先生、角谷典彦先生、吉川孝雄先生に心から感謝の意を表します。

本論文は1990年度から1994年度にかけて、石川島播磨重工業(株)技術研究所において実施した研究をまとめたものである。研究を始めるきっかけを与えていただき、その後も終始暖かい激励とご指導を賜った、石川島播磨重工業(株)主席技監、塩冶震太郎様に心から感謝致します。また研究のご指導を頂き、暖かい激励とご助言を頂いた、新エネルギー・産業技術総合開発機構、矢野歳和様に心から感謝の意を表します。

さらに本研究を進めていくにあたり、ご協力を頂いた石川島播磨重工業(株)技術研究所所長、山崎禎昭様、同副所長、犬竹紀弘様、技術本部部長、北村勝英様、技術研究所先端技術開発部部長、平辰二様、同航空宇宙開発部部長、森本進治様、同課長、桑原啓一様に心から感謝致します。また同課長、上松和夫様には第4章に関連して貴重な意見を頂きました。感謝の意を表します。また実験のご協力を頂いた、同実験技術部、田中勇雄様、須栗信也様に心から感謝の意を表します。

文献

- (1) Donald, A. P., Robert, F. Z. and Edward, W. O., NASA Technical Note D-1197, (1962).
- (2) Donald, A. P., Thomas M. N. and Edward, W. O., NASA Technical Note D-1582, (1963).
- (3) Donald, A. P., Ralph, C. N. and Edward, W. O., NASA Technical Note D-2075, (1963).
- (4) Clifford, E. S., Donald, A. P. and Edward, W. O., NASA Technical Note D-2458, (1964).
- (5) Clifford, E. S., Donald, A. P. and Edward, W. O., NASA Technical Note D-2658, (1965).
- (6) J. P. B. Vreeburg, Proc. CNES-ESA Conf. Attitude Control of Space Vehicles - Technological and dynamical problems associated with the presence of Liquids, ESA SP-129, (1977), 31.
- (7) Rayleigh, L., Proc. Roy. Soc. (London), (1915), 184.
- (8) 内海・近藤、日本機械学会論文集、53、C(1986)、1683.
- (9) Ralph, C. N., Joseph, D. D. and Donald, A. P., NASA Technical Note D-2752, (1965).
- (10) Hung, R. J. and Shyu, K. L., Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. 36 (1993), 226.
- (11) Symons, E. P. and Stakus, J. V., NASA TM X-2348, (1971).
- (12) Stakus, J. V., NASA TM X-2598, (1972).
- (13) Dominik, S. and Tegart, J., AIAA Paper AIAA 90-0509, (1990).
- (14) 村岡・熊谷、日本機械学会論文集、54、B(1988)、776.
- (15) 村岡・熊谷、日本機械学会論文集、54、B(1988)、3394.
- (16) 熊谷・他3名、日本機械学会論文集、54、B(1988)、3401.
- (17) Happel, J. and Brenner, H., Low Reynolds Number Hydrodynamics, (1983), Martins Nijhoff Publishers.

- (18) Ishikawa, M., Nakamura, et al., J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., 10 (1993), 221.
- (19) Rath, H. J., Microgravity Fluid Mechanics, (1992), Springer-Verlag, 393.
- (20) 飯田・ほか6名、日本航空宇宙学会誌、33、(1985)、59.
- (21) Rollins, J. R., Grove R. K. and Jaekle, D. E., Proc. 15th International Symposium on Space Technology and Science, (1986).
- (22) 飯田・塩冶、第27回宇宙科学技術連合講演会、(1983).
- (23) Tegart, J. R., et al., NASA CR-144412, (1975).
- (24) Enya, S. and Kisaragi, T., et al., J. Spacecraft and Rockets, 8, (1981), 320.
- (25) Regnier, W. W. and McDonnell, D. H., Proc. AIAA Paper, AIAA 77-853, (1977).
- (26) DeBrock, S. C., Grove, R. K. and Sloma, R. O., J. Spacecraft and Rockets, 8, (1971), 83.
- (27) Dowdy, W. W., Hise, R. E., Peterson, R. G. and DeBrock, S. C., AIAA Paper AIAA 76-596, (1976).
- (28) Dowdy, W. W. and DeBrock, S. C., Proc. AIAA/SAE 8th Joint, AIAA Paper, AIAA 72-1042, (1972).
- (29) Tegart, J. R., AIAA Paper AIAA 79-1259, (1979).
- (30) Dominick, S. M. and Tegart, J. R., AIAA Paper, AIAA 81-1507, (1981).
- (31) 宇宙開発事業団編、TR-I A ロケット微小重力実験-1号機実験成果報告、(1992).
- (32) 宇宙開発事業団編、ふわっと92宇宙実験成果報告、(1994).
- (33) 金子・ほか3名、第8回宇宙利用シンポジウム講演論文集、(1990)、130.
- (34) 大矢・ほか4名、日本航空宇宙学会誌、39、(1991)、109.
- (35) 藤原・ほか4名、第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集、(1990)、685.
- (36) 奥沢・ほか5名、第7回宇宙利用シンポジウム講演論文集、(1990)、367.
- (37) 小島・ほか5名、日本機械学会通常総会講演会講演論文集、70(1993)、379.
- (38) 中田、油圧と空気圧、第20巻、第7号(1989)、pp.575-580.
- (39) 中田、バウンダリー、6(1990)、26.
- (40) 藤森・他5名、第35回宇宙科学技術連合講演会講演集、(1991)、266.
- (41) Witt, J., Popa, G. and Saefkow, M., SAE Technical Paper, SAE 932163, (1993).
- (42) 東・ほか2名、第27回宇宙科学技術連合講演会講演集、(1983).
- (43) 東・ほか2名、第28回宇宙科学技術連合講演会講演集、(1984).

- (44) 東・ほか2名、航技研ニュース、320、(1985).
- (45) 東・ほか2名、日本マイクログラビティ応用学会講演集、3、(1986).
- (46) 土師・棚澤、第8回宇宙利用シンポジウム講演論文集、(1991)、300.
- (47) Young, N. O., Goldstein, J. S. and Block, M. J., J. Fluid Mech., 6(1959), 350.
- (48) 東・ほか2名、第27回宇宙科学技術連合講演会講演集、(1983).
- (49) Azuma, H., Ogiwara, S. and Yoshihara, S., Proc. 14th International Symposium on Space Technology and Science, (1984).
- (50) 東・ほか2名、第28回宇宙科学技術連合講演会講演集、(1984).
- (51) 石川・日比谷、マイクログラビティ、(1994)、培風館.
- (52) 市川、日本機械学会誌、97(1994)、761.
- (53) 地下無重力実験センターユーザーガイド、(1992)、地下無重力実験センタ.
- (54) 今井・矢野・塩冶、日本機械学会論文集、60、B(1994)、1242.
- (55) 今井・矢野、日本機械学会論文集、61、B(1995).
- (56) Weislogel, M. M., et al., Microgravity Sci. Tech., III-1(1990), 25.
- (57) 市川・ほか1名、第8回宇宙利用シンポジウム講演論文集、(1991)、294.
- (58) Liggett, M. W., NASA CR-185137, (1989).
- (59) 中須賀、Technical Report of IEICE, SANE95-20, (1995), 55.
- (60) Aydelott, J. C., Gille, J. P. and Eberhardt, R. N., AIAA Paper AIAA 84-1343, (1984).
- (61) Gille, J. P., AIAA Paper, AIAA 86-1718, (1986).
- (62) Meserole, J. S., Proc. Microgravity Fluid Management Symposium, (1986), 57.
- (63) 今井・田中、工業所有権、P06-147788、(1994)、出願中.
- (64) 今井・矢野、日本機械学会論文集、60、B(1994)、3979.
- (65) 塚田・ほか2名、第11回宇宙利用シンポジウム講演論文集、(1994)、171.
- (66) Phol, H. A., Dielectrophoresis, (1978), Cambridge Univ. Press.
- (67) Jones, T. B. and Kallio, G. A., Journal of Electrostatics, 6(1979), 107.
- (68) Molinari, G. and Viviani, A., Journal of Electrostatics, 5(1978), 343.
- (69) Benguigui, L and Lin, I. J., J. Appl. Phys., (1982), 1141.
- (70) 静電気学会編、静電気ハンドブック、(1981)、282、オーム社.
- (71) 今井、工業所有権、P07-125143、(1995)、出願中.
- (72) 今井、流体力学(前編)、(1973)、358、裳華房.
- (73) Sano, O. and Hasimoto, H., J. Fluid Mech., 87(1978), 673.

- (74) 今井・矢野、日本機械学会論文集、投稿中。
- (75) 大滝・黒川、日本機械学会論文集、58、B(1992)、1668。
- (76) 鈴木・ほか2名、油圧と空気圧、19、(1988)、499。
- (77) 平田・ほか3名、日本機械学会論文集、57、B(1991)、4006。
- (78) 今井、工業所有権、P058170、(1992)、出願中。
- (79) 後藤・山崎、電磁気学演習、(1970)、共立出版。
- (80) 日本流体力学学会編、流体力学ハンドブック、(1987)。

